www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

JAARGANG 25, 1963, no. 5 blz. 129-156 Verschenen 10 oktober 1963

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELEND TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

EEN IMPULSMAGNETRON VOOR $2\frac{1}{2}$ mm GOLFLENGTE

door G. H. PLANTINGA *).

621.385.6:621.3.032.61

De ontwikkeling van buizen voor het opwekken van steeds kortere golven heeft nog geen eindpunt bereikt, getuige het onlangs gereedgekomen magnetron voor $2\frac{1}{2}$ mm golflengte, dat hier beschreven wordt. Voor zover ons bekend, is dit het eerste magnetron voor de genoemde golflengte dat gunstige resultaten oplevert. Het is in staat een vermogen van 2,5 kW op te wekken in impulsen van 0,1 µs duur, waarbij het gemiddelde vermogen 0,5 W bedraagt.

Enige jaren geleden is in dit tijdschrift een serie impulsmagnetrons beschreven, die in dit laboratorium is ontwikkeld [1]). Deze ontwikkeling was in hoofdzaak gericht op het opwekken van zo kort mogelijke golven. Het magnetron met de kleinste golflengte van de serie was een 4-mm-buis. Inmiddels is nu ook een magnetron voor $2\frac{1}{2}$ mm gereedgekomen. Enige aspecten van deze buis zullen in dit artikel worden behandeld.

Voor de genoemde serie magnetrons werd radar de belangrijkste toepassing genoemd. Golven van $2\frac{1}{2}$ mm zijn weliswaar voor radardoeleinden ongeschikt, wegens de grote verzwakking die ze in de atmosfeer ondergaan o.a. door de aanwezigheid van een absorptielijn van zuurstof bij deze golflengte [2]), maar 4 mm is zeker niet de kleinste golflengte die voor radar in aanmerking komt. Nu de constructie van een $2\frac{1}{2}$-mm-magnetron mogelijk is gebleken, staat niets meer in de weg aan de fabricage van magnetrons voor golflengten tussen 4 en $2\frac{1}{2}$ mm, een gebied waaraan men voor radar sinds kort ook behoefte blijkt te hebben. De toepassingen van het $2\frac{1}{2}$-mm-magnetron liggen echter voornamelijk op het terrein van fysische metingen [3]). Hierbij denke men vooral aan metingen waarbij pulserende verschijnselen worden onderzocht, zoals bij onderzoek aan plasma's. Het impulsmagnetron is voor dit soort metingen bijzonder geschikt, daar het in staat is, gedurende de „impulsen" (beter gezegd: golftreintjes) een relatief groot vermogen op te wekken.

Het kleinste exemplaar van de genoemde serie magnetrons, een buis voor 4 mm golflengte, kwam na een 8-mm-magnetron. Na de ontwikkeling van deze buis lag het voor de hand, te trachten de golflengte opnieuw met een factor 2 te verkleinen. Waarom de reeks magnetrons *niet* precies op deze wijze is voorgezet, zullen we aanstonds uiteenzetten. Hierbij zullen enige vraagstukken de aandacht krijgen die aan het verkleinen inherent zijn. Ook zullen speciale constructiedetails worden beschouwd waarbij de geringe afmetingen van de essentiële onderdelen problemen schiepen. Ten slotte zullen enige metingen worden beschreven.

In *fig. 1* is het $2\frac{1}{2}$-mm-magnetron (zonder de magneet) afgebeeld.

Verkleining

Hoewel het magnetron een van de oudste microgolfbuizen is [4]) en er in de loop der jaren vele onderzoekingen aan zijn gedaan, bestaat er voor dit type buis nog steeds geen afgeronde theorie [5]). Bij het

*) Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

1) J. Verweel en G. H. Plantinga, Een serie impulsmagnetrons met L-katode voor centimeter- en millimetergolven, Philips techn. T. **21**, 1-10, 1959.

2) J. H. van Vleck, Phys. Rev. **71**, 413-424 en 425-433, 1947. Zie ook H. Bremmer, Philips techn. T. **15**, 116, 1953.

3) Hetzelfde geldt voor de golfpijpapparatuur voor 2 mm golflengte die in dit tijdschrift is beschreven: C. W. van Es, M. Gevers en F. C. de Ronde, Philips techn. T. **22**, 122-134 en 229-237, 1960.

4) Zie b.v. K. Posthumus, Principles underlying the generation of oscillations by means of a split anode magnetron, Philips Transmitting News **1**, no. 3, 11-25, 1934, of K. Posthumus, Oscillations in a split anode magnetron, Wirel. Engr. **12**, 126-132, 1935.

5) Zie b.v. beide delen van Cross-field microwave devices, onder redactie van E. Okress, Acad. Press, New York 1961.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

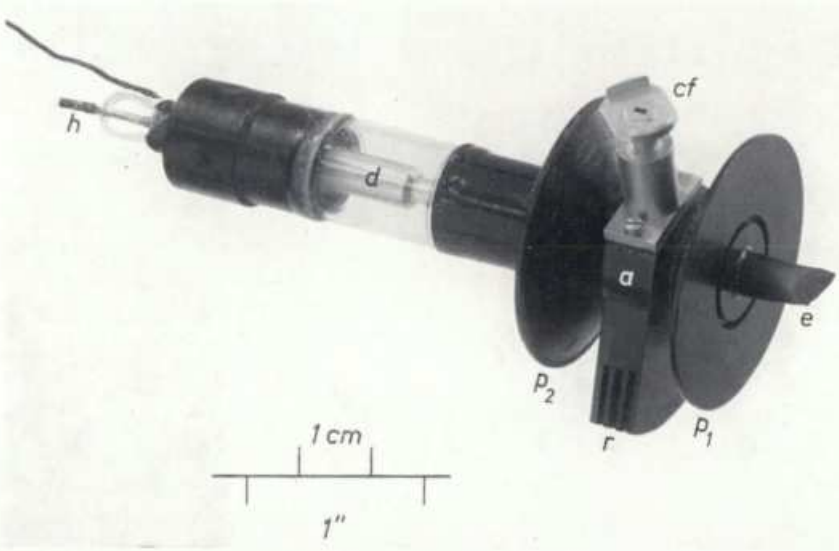


Fig. 1. Impulsmagnetron (zonder de magneet) voor $2\frac{1}{2}$ mm golflengte. Tijdens impulsen van 0,1 μs duur kan het een vermogen van 2,5 kW leveren.
h gloeidraadaansluiting. *d* katodebus. *a* anodeblok. *cf* klauwflens [3]) voor aansluiting op de golfpijp via welke de hoogfrequentie-energie wordt afgenomen. p_1, p_2 poolschoenen. *r* koelribben. *e* dichtgeknepen koperen pompstengel.

ontwerpen van een nieuw magnetron is daarom de empirische kennis die met bestaande typen is opgedaan, van bijzonder groot belang. Men zal er in het algemeen naar streven, een nieuw magnetron te ontwerpen als modificatie van een bestaand type dat zijn deugdelijkheid in de praktijk heeft bewezen.

Magnetrons voor steeds kortere golven kan men het eenvoudigst ontwerpen door te modificeren volgens de zg. modelwet [1]). Deze zegt het volgende. Stel dat een gegeven magnetron bij een magneetveld met inductie B en bij een bepaalde anodestroom en een bepaalde anodespanning een bepaald vermogen levert op een golflengte λ. Construeren we nu een nieuw magnetron waarvan alle lineaire afmetingen p maal zo groot zijn en maken we de magnetische inductie gelijk aan B/p, dan zal dit magnetron bij dezelfde stroom en spanning hetzelfde vermogen leveren op de golflengte $p\lambda$.

Exact geldt deze wet slechts indien de specifieke geleiding op elke plaats in het nieuwe magnetron $1/p$ maal zo groot is als die op de overeenkomstige plaats in het oude, en indien tevens dezelfde evenredigheid bestaat voor de elektrische veldsterkte aan de katode. De eerste voorwaarde is nooit vervuld en de tweede meestal ook niet. Bovendien kan in het geval van verkleining ($p < 1$), wegens de verzadiging van de beschikbare ferromagnetische materialen, dikwijls moeilijk worden voldaan aan de eis van hogere inductie (B/p). Niettemin is de modelwet van groot nut voor het verschaffen van inzicht in de invloed van de verschillende parameters.

Bij de ontwikkeling van de magnetrons die de in het aangehaalde artikel [1]) beschreven reeks vormen, is van de modelwet gebruik gemaakt. Men kan nu trachten deze serie voort te zetten met een evenredige verkleining naar een buis voor b.v. 2 mm golflengte. Hiervoor dient men echter eerst te weten tot welke consequenties een verkleining van de kleinste buis uit de serie (het 4-mm-magnetron) leidt.

Evenredige verkleining met het 4-mm-magnetron als uitgangspunt

Bij de volgende beschouwing gaan wij uit van het werkgebied van het 4-mm-magnetron. Dit gebied wordt gekarakteriseerd door de volgende waarden: magnetische inductie $B = 1{,}5\text{-}1{,}9$ Wb/m², anodespanning $V = 11\text{-}16$ kV, anodestroom $I = 7\text{-}14$ A.

Een 2-mm-magnetron dat van dit magnetron een evenredige verkleining is, heeft volgens de modelwet een overeenkomstig werkgebied met dezelfde waarden van spanning en stroom; de overeenkomstige waarden van de inductie moeten echter $(4/2) \times (1{,}5\text{-}1{,}9) = 3{,}0\text{-}3{,}8$ Wb/m² bedragen. De werkzame oppervlakte van de katode van het 4-mm-magnetron is 0,07 cm², de stroomdichtheid aan de katode bereikt dus de aanzienlijke waarde van $(7\text{-}14)/0{,}07 = 100\text{-}200$ A/cm². Een zo grote stroomdichtheid is alleen mogelijk dank zij de secundaire emissie, die veroorzaakt wordt door op de katode terugkerende elektronen, het zg. terugbombardement [6]). De katode van het 2-mm-magnetron zou tot het leveren van een nog veel grotere stroomdichtheid in staat moeten zijn, namelijk van 400-800 A/cm². Het is de vraag of stroomdichtheden die 400 A/cm² overschrijden, met een bekend type katode te realiseren zijn.

Bij lineaire verkleining neemt de specifieke dissipatie omgekeerd evenredig met het kwadraat van de modificatiefactor p toe. De gemiddelde temperatuur van de anode behoeft hierdoor in principe niet hoger te worden, want men kan aan de grotere

[6]) Zie b.v. J. Verweel, Philips techn. T. **14**, 50, 1952.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

specifieke dissipatie tegemoet komen door een betere koeling. Wat evenwel niet op zulk een betrekkelijk eenvoudige wijze gecompenseerd kan worden, is de sterkere temperatuurverhoging van de gebombardeerde anode-oppervlakken tijdens de impulsen. De energie die gedurende een impuls van het gebombardeerde anode-oppervlak wordt afgevoerd, is namelijk zeer klein in verhouding tot de energie die per impuls wordt toegevoerd. Dientengevolge neemt de temperatuur aan het oppervlak tijdens de impuls snel toe. De meeste energie wordt *na* de impuls door geleiding afgevoerd naar andere delen van de anode, waar men, zoals gezegd, door sterkere koeling kan voorkomen dat de temperatuur te hoog zou oplopen. De koeling van het gebombardeerde anode-oppervlak kan echter niet worden verbeterd. Met het toenemen van de specifieke dissipatie zal derhalve aan het werkzame anode-oppervlak de temperatuurverhoging tijdens de impulsen (verder kortweg piekverhitting genoemd) onvermijdelijk groter worden.

De temperatuurverhoging van het oppervlak van een lichaam waaraan gedurende een impuls die τ seconden duurt een specifiek vermogen van W watt per cm² wordt toegevoerd, is te berekenen als men enige vereenvoudigende onderstellingen maakt. Neemt men aan dat de warmte alleen in de richting loodrecht op het oppervlak wordt afgevoerd en verwaarloost men de straling, dan vindt men dat aan het eind van de impuls de temperatuurverhoging ΔT gegeven wordt door de volgende uitdrukking [7]):

$$\Delta T = \frac{2W}{\sqrt{\pi k C}} \sqrt{\tau}. \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

Hierin is k de warmtegeleiding van het medium (in W/cm °C) en C de warmtecapaciteit per volume-eenheid (in Ws/cm³ °C). Deze formule is een redelijk goede benadering voor de piekverhitting van een magnetron-anode. Het materiaal waarvan deze anodes gemaakt worden, is koper; de warmtegeleiding en de warmtecapaciteit van koper zijn resp. $k = 3{,}9$ W/cm °C en $C = 3{,}5$ Ws/cm³ °C. Met deze waarden kan verg. (1) in de volgende vorm worden gebracht:

$$\Delta T = \frac{31\, P \sqrt{\tau}}{\varphi \lambda^2}. \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

Hierin is P het vermogen (in watts) dat gedurende een impuls in de anode als warmte verloren gaat, en $\varphi = A/\lambda^2$, met A = werkzame anode-oppervlakte (A en λ^2 uitgedrukt in mm², τ in seconden). Volgens de modelwet blijft φ bij een lineaire verkleining constant. Uit (2) volgt dus dat men bij een gegeven waarde van P de piekverhitting slechts gelijk kan houden door de impulsduur τ evenredig met de vierde macht van de modificatiefactor p te verkorten; dit stelt aan de verkleining al spoedig een praktische grens.

Aan het nieuwe magnetron was de eis gesteld dat het bruikbaar moest zijn bij impulsduren van maximaal ongeveer 0,1 µs. Bij het 4-mm-magnetron is $\varphi = 0{,}39$. Gebruiken we deze waarde als basis voor een evenredige verkleining, dan kan de te verwachten piekverhitting voor andere buizen — gesteld dat deze praktisch te verwezenlijken zijn — uit (2) worden berekend. In *fig. 2* is voor één werkpunt: $P/\varphi = 460$ kW, de zo berekende piekverhitting uitgezet als functie van de golflengte, voor verschillende waarden van τ. Men kan uit deze figuur direct zien dat voor een buis voor 2 mm golflengte, met $\tau = 0{,}1$ µs, een dergelijk werkpunt onmogelijk is; immers, de piekverhitting zou meer dan 1100 °C bedragen, terwijl het smeltpunt van koper 1083 °C is. Bij 2 mm golflengte geeft de figuur pas bruikbare waarden bij impulsen van 0,01 µs of nog korter.

De conclusie uit het voorgaande moet zijn dat een 2-mm-magnetron, afgeleid uit de 4-mm-buis, geen kans van slagen heeft.

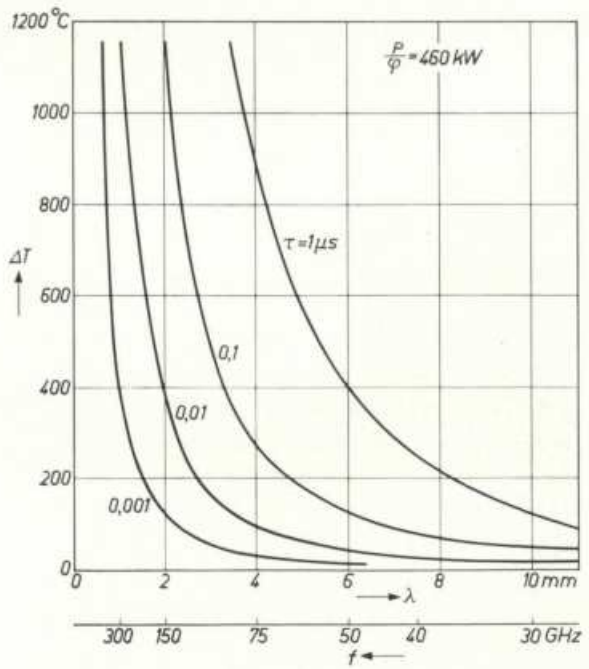


Fig. 2. De uit (2) berekende piekverhitting ΔT aan het oppervlak van een magnetron-anode als functie van de golflengte λ, bij constante waarde van P/φ (= 460 kW) en met de impulsduur τ als parameter.

[7]) W. J. Oosterkamp, Problemen bij de constructie van technische röntgenbuizen, proefschrift Delft, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

In *tabel I* zijn enige gegevens van het 4-mm-magnetron en van hieruit afgeleide ontwerpen voor $2\frac{1}{2}$ en voor 2 mm vermeld (de karakteristieke grootheden B_0 en V_0, onder in de tabel, komen naderhand ter sprake). Uit deze tabel volgt dat een $2\frac{1}{2}$-mm-magnetron moet worden beschouwd als een grensgeval. Het werkgebied van zulk een buis zal immers zeer klein zijn in vergelijking met dat van de 4-mm-buis, zoals blijkt uit de zeer grote waarden van de magnetische inductie, de stroomdichtheid en de piekverhitting. Toch hebben wij de ontwikkeling van een magnetron voor $2\frac{1}{2}$ mm golflengte ter hand genomen. In de structuur van het trilholtensysteem was namelijk nog een wijziging mogelijk waarvan een gunstige invloed te verwachten viel, en het bepalen van de uiterste grens was ten slotte doel van het onderzoek. De bedoelde wijziging bestond in het opvoeren van het aantal trilholten van 18 tot 22.

Vergroting van het aantal trilholten

Enig inzicht in het effect van een vergroting van het aantal trilholten kan men verkrijgen door een voorwaarde in beschouwing te nemen die op te vatten is als een startvoorwaarde voor het oscilleren van een magnetron. Deze zg. voorwaarde van Hartree geeft de minimale waarde die de anodespanning V bij een gegeven magnetische inductie B moet hebben opdat oscillatie mogelijk is. Hij luidt [6])[8]):

$$\frac{V}{V_0} = \frac{2B}{B_0} - 1. \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

V_0 en B_0 zijn karakteristieke magnetrongrootheden, gegeven door:

$$V_0 = 2\pi^2 c^2 \frac{m}{e} \left(\frac{d_a}{N\lambda}\right)^2 \quad \ldots\ldots \quad (4)$$

en

$$B_0 = 8\pi c \frac{m}{e} \frac{1}{\left(1 - \frac{{d_k}^2}{{d_a}^2}\right) N\lambda}. \quad \ldots \quad (5)$$

Hierin is N het aantal trilholten, d_a de diameter van het centrale gat in de anode, d_k de diameter van de katode, c de snelheid van het licht, e en m lading en massa van het elektron. De voorwaarde (3) is alleen geldig voor magneetvelden met een inductie die groter dan B_0 is [8]).

Bij deze karakteristieke grootheden kan het volgende worden opgemerkt: wordt d_a evenredig met λ gevarieerd, dan verandert V_0 niet, en bij constante verhouding $d_k{:}d_a$ varieert B_0 omgekeerd evenredig met λ. Een en ander zou men volgens de modelwet ook verwachten.

[8]) G. A. Espersen en B. Arfin, Philips techn. T. **14**, 252, 1952.

Tabel I. Gegevens van het 4-mm-magnetron en van daaruit door evenredige verkleining afgeleide ontwerpen voor een $2\frac{1}{2}$- en een 2-mm-magnetron. Bij alle bedraagt het aantal trilholten 18. Wegens de hoge waarden van de magnetische inductie, de stroomdichtheid en de piekverhitting komt het ontwerp voor de 2-mm-buis niet voor verwezenlijking in aanmerking en vormt dat voor de $2\frac{1}{2}$-mm-buis een grensgeval.

Golflengte (mm)	4	2,5	2,0
magn. inductie (Wb/m²)	1,5-1,9	2,4-3,0	3,0-3,8
anodespanning (kV)	11-16	11-16	11-16
anodestroom (A)	7-14	7-14	7-14
stroomdichtheid aan de katode (A/cm²)	100-200	260-500	400-800
uitgangsvermogen (kW)	5-40		
piekverhitting (°C)	120-280	300-700	480-1100
impulsduur (μs)	0,1	0,1	0,1
karakt. grooth. B_0 (Wb/m²)	0,9	1,45	1,8
karakt. grooth. V_0 (kV)	3,8	3,8	3,8

Uit de verg. (4) en (5) volgt direct dat een vergroting van het aantal trilholten N een verkleining van de karakteristieke grootheden V_0 en B_0 tot gevolg heeft. Dit betekent bij gelijk blijvende relatieve waarden ook een verkleining van de waarden van V en B in het beschouwde werkpunt. Nu zal men in de praktijk nooit slechts één parameter variëren. Zo zal men met toenemend aantal trilholten tegelijk ook de diameter d_a van het anodegat, waar de trilholten omheen gegroepeerd zijn, groter maken, daar de schotten tussen de trilholten niet willekeurig dun gemaakt kunnen worden. Groter maken van d_a vermindert de gunstige invloed van toenemende N op V_0 (zie verg. 4), maar heeft tevens door de vergroting van de oppervlakte het gunstige effect van een geringere verhitting van de anode tijdens de impulsen (van een zelfde vermogen). Verder zal men bij toenemende N meestal ook de katodediameter d_k groter maken, zodat B_0 ongeveer omgekeerd evenredig met N blijft.

Het opvoeren van het aantal trilholten kan slechts in beperkte mate gebeuren, omdat een te groot aantal de stabiele werking van de buis in de gewenste trillingswijze (de π-modus) dubieus zou maken [9]). Een scherpe bovengrens voor het aantal trilholten van een zg. open „rising sun"-systeem — zoals in het 4-mm-magnetron, met $N = 18$, wordt toegepast — is niet aan te geven. Een experimenteel magnetron met 22 trilholten, voor $12\frac{1}{2}$ mm golflengte, is al lang bekend [10]). Het trilholtensysteem van het $2\frac{1}{2}$-mm-magnetron hebben wij door globale ver-

[9]) G. B. Collins, Microwave magnetrons, M. I. T. Radiation Lab. Series, deel 6, McGraw-Hill, New York 1948.

[10]) Zie het in [9]) aangehaalde boek van Collins, blz. 790. — Betreffende de mogelijkheid, N nog verder te vergroten, is er nog niet voldoende bekend. Vgl. G. H. Plantinga, Proc. 5th Conf. Microwave tubes, 's-Gravenhage 1962.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

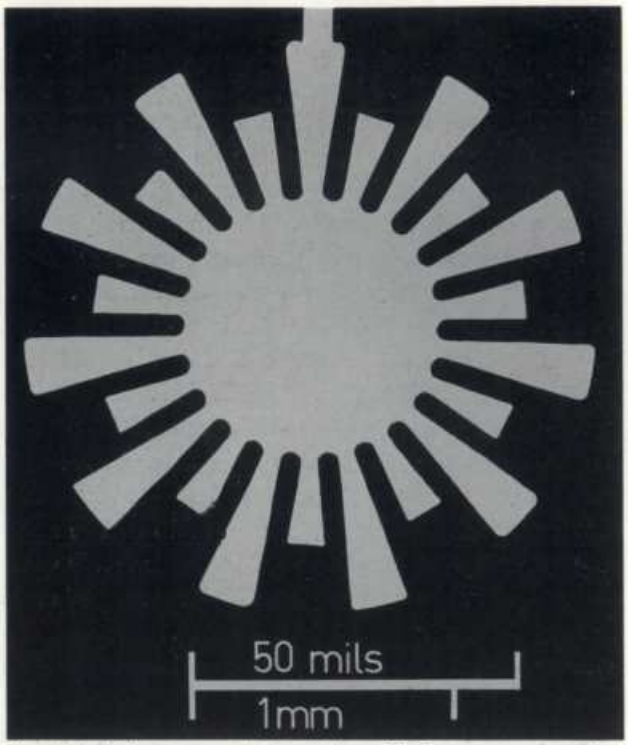


Fig. 3. Axiaal genomen foto van het trilholtensysteem van het 2½-mm-magnetron. Het is een open „rising sun"-systeem met 22 trilholten.

kleining uit dat van deze 12½-mm-buis afgeleid. In *fig. 3* is een axiaal genomen foto van het trilholtensysteem voor 2½ mm weergegeven.

Het verkleiningsprocédé heeft natuurlijk ook consequenties voor de constructie van de buis. Enige van de belangrijkste constructieve aspecten van het 2½-mm-magnetron, waarvan *fig. 4* een schematische doorsnede geeft, zullen in het volgende onder de loep worden genomen.

Onderdelen van het 2½-mm-magnetron

Het anodeblok

Het anodeblok van magnetrons met een „rising sun"-trilholtensysteem wordt vervaardigd door middel van een bewerking die hobben heet [6][9]).

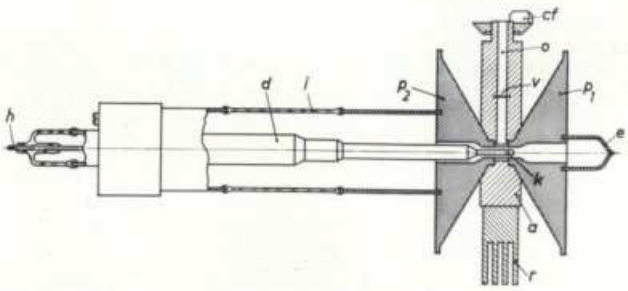


Fig. 4. Doorsnede van het 2½-mm-magnetron. *i* isolerend glazen pijpje. *k* katode. *o* uitgangsgolfpijp. *v* vacuümdicht afsluitend glazen venster. Betekenis van de overige letters als in fig. 1.
Vele details zijn hier duidelijkheidshalve weggelaten. Zie fig. 6 voor de wijze van bevestiging en centrering van de katode, en fig. 11 voor het uitgangscircuit.

Hierbij wordt een stalen stempel, waarvan de doorsnede de negatieve vorm van het te vervaardigen „rising sun"-systeem vertoont, in een blok koper gedrukt. Dit geschiedt voor de 2½-mm-systemen bij kamertemperatuur, in tegenstelling met de grotere trilholtensystemen, waarbij het hobben wordt uitgevoerd bij een temperatuur van ca. 550 °C. De stempel wordt gemaakt door middel van een slijpprocédé: eerst worden in een ronde stempel N gleufjes geslepen, waarvan de wijdte gelijk is aan de dikte die de schotten tussen de trilholten moeten krijgen. Daarna worden de $\frac{1}{2}N$ vinnen van de stempel die met de kleine trilholten overeenkomen, op maat geslepen.

Was het vervaardigen van een stempel voor een 4-mm-magnetron al niet eenvoudig, het slijpen van een 2½-mm-stempel die aan redelijke eisen van nauwkeurigheid voldoet, is bepaald een probleem. De diameter van deze stempel moet 2,15 mm zijn, en hierin moeten 22 gleufjes van 80 μm wijdte en 0,60 mm diepte worden geslepen. Bij dergelijke kleine afmetingen is natuurlijk een bijzonder grote slijpnauwkeurigheid noodzakelijk. De gleufjes worden geslepen met een slijpsteentje, dat dus iets dunner dan 80 μm moet zijn. Voordat men begint te slijpen, vraagt het instellen van het steentje speciale zorg. De vereiste nauwkeurigheid van instelling wordt verkregen door als laatste correctie op de positie van het steentje de temperatuur van de toegevoerde koellucht van de slijpmachine bij te regelen. Op dezelfde wijze zorgt men ervoor dat tijdens het slijpen de positie van het steentje ten opzichte van de stempel niet meer verandert: verplaatsingen door variërende uitzetting van onderdelen van de slijpmachine — als gevolg van kleine fluctuaties in de omgevingstemperatuur — worden door wijzigen van de koelluchttemperatuur gecompenseerd.

De afmetingen van het „rising sun"-systeem voor 2½ mm zijn te vinden in *tabel II*. *Fig. 5* geeft een indruk van de afmetingen van de 2½-mm-stempel. Er kunnen meer dan 100 anodeblokken mee worden vervaardigd [11]); één ervan is afgebeeld in fig. 3.

Tabel II. Afmetingen van katode en trilholtensysteem van het 2½-mm-magnetron.

Katode	diameter 0,60 mm
anode	diameter gat 0,95 mm
	hoogte 1,20 mm
kleine trilholten	diepte 0,34 mm
grote trilholten	diepte 0,60 mm
vinnen	dikte 0,080 mm

[11]) Dit is een belangrijk voordeel van hobben boven het ook wel toegepaste vonkverspanen, waarbij de stempel na vervaardiging van slechts enkele anodeblokken al versleten is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

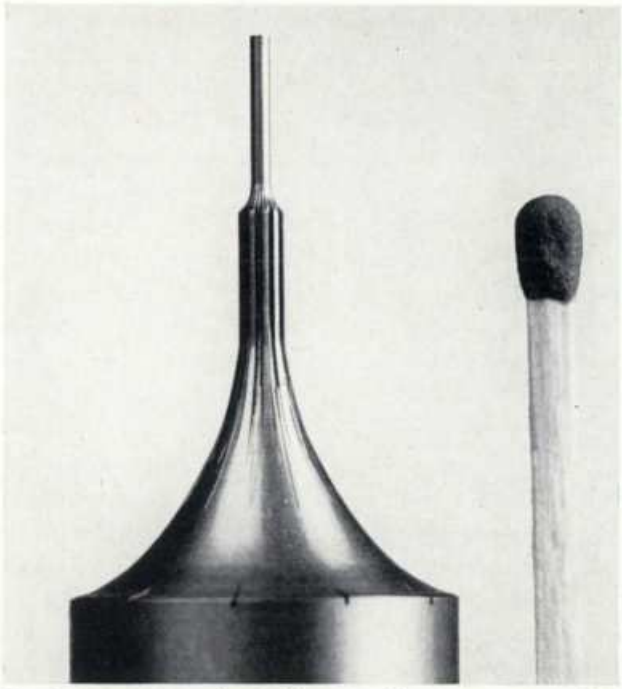


Fig. 5. Stempel voor het hobben van 2½-mm-magnetrons. Met één exemplaar van deze stempel kunnen meer dan 100 anodeblokken worden vervaardigd.

De katode

Bij de meeste magnetrons is de katode geïsoleerd aan het anodeblok bevestigd door middel van een glazen pijpje. Volgens de gebruikelijke methode wordt de katode in een buis gemonteerd door aansmelting van genoemd pijpje. Bij het 2½-mm-magnetron heeft het emitterende deel van de katode een diameter van 0,60 mm, de diameter van het anodegat is 0,95 mm. Het is duidelijk dat met een aansmeltingsmethode hier geen voldoend nauwkeurige centrering van de katode in het anodegat te realiseren is. Ook bij de 4-mm-buis was het centreren reeds een probleem. Voor die buis is de oplossing gevonden in een wijze van monteren waarbij de katode aan een bus wordt gesoldeerd die tevoren aan een glazen isolator is gesmolten [1]). Voor het 2½-mm-magnetron bleek deze methode niet voldoende nauwkeurig te zijn. De glazen isolator, die een onderdeel van de bevestiging van de katode vormt, is namelijk nooit geheel vrij van spanningen. Deze ontstaan o.a. bij het vastsolderen van de katode. Gedurende de verhitting van het magnetron bij het evacueren geven de spanningen aanleiding tot kleine deformaties, die een voor deze buis ontoelaatbare verplaatsing van het emitterende deel der katode ten opzichte van de hartlijn van het anodegat tot gevolg hebben.

Voor de 2½-mm-buis is daarom gezocht naar een methode tot centrering van de katode waarbij het mogelijk is, *de positie van het emitterende deel na het pompen van de buis nog te corrigeren;* nadien echter mag de stand van de katode niet meer spontaan kunnen veranderen. In het onderstaande wordt zo'n methode beschreven. Tijdens het uitvoeren van de correctie wordt elektrisch geïndiceerd of de katode zich inderdaad coaxiaal in het anodegat bevindt.

De wijze van bevestiging van de katode is schematisch weergegeven in *fig. 6*. Aan de glazen isolator i is een cilindrisch metalen lichaam gesmolten, dat twee flenzen bezit (f_1 en f_2), die door een zeer dunne wand w met elkaar zijn verbonden. De flens f_3 van de katodebus d wordt zodanig tussen de flenzen f_1 en f_2 geklemd dat er nog een kleine beweging in radiale richtingen mogelijk blijft. Met behulp van een mal kan men nu de positie van de katode in het anodegat corrigeren doordat de dunne wand w plaatselijk voldoende deformatie toelaat. Het corrigeren gebeurt doordat men met behulp van een hefboom l een stalen kogel b naar binnen drukt. De mal heeft vier van zulke kogels en hefbomen, zodat de katode na het opzetten van de mal in twee loodrecht op elkaar staande radiale richtingen bewogen kan worden. Drie schroefjes s in de flens f_1 maken het mogelijk na het centreren de katodeflens f_3 vast te klemmen door deformatie van de bodems der schroefgaten. Het blijkt dat na enige tijd, vermoedelijk doordat er zich een zg. druklas vormt, de flenzen f_1 en f_3 met elkaar vergroeien, zodat dan geen verplaatsing van de katode meer mogelijk is.

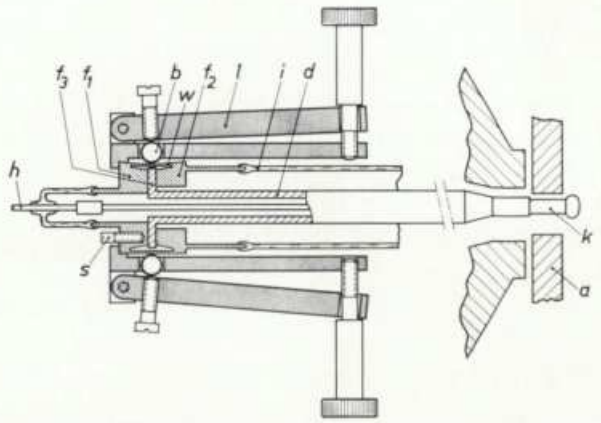


Fig. 6. Bevestigingswijze en centreermechanisme van de katode in het 2½-mm-magnetron.
a anode. *k* emitterend deel van de katode (hier excentrisch in het anodegat getekend). *h* gloeidraadaansluiting. De flens f_3 van de katodebus *d* zit geklemd tussen de flenzen f_1 en f_2 van een cilindrisch lichaam, dat aan de glazen isolator *i* is vastgesmolten. Om dit geheel heen wordt de in grijze tint aangegeven centreermal geplaatst, o.a. bestaande uit vier hefbomen *l*, waarmee stalen kogels *b* naar binnen gedrukt kunnen worden. De kogels vervormen daarbij de dunne wand *w*, die de flenzen f_1 en f_2 verbindt, en verplaatsen zodoende de flens f_3 (en daarmee de katode) in een radiale richting. De mate van excentriciteit van de katode volgt uit elektrische metingen (zie fig. 7 en 8). Is de coaxiale positie bereikt, dan fixeert men de kadode door drie schroefjes *s* aan te draaien; de bodems van de schroefgaten worden daardoor zo gedeformeerd dat de flens f_3 onwrikbaar tussen de flenzen f_1 en f_2 wordt geklemd. Vervolgens wordt de mal verwijderd. Op den duur vergroeien de flenzen f_1 en f_3 met elkaar, zodat dan geen verplaatsing van de katode meer mogelijk is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

In tegenstelling met andere buizen waarin de katode achteraf nog kan worden gecentreerd, wordt bij het 2½-mm-magnetron na het centreren de mal verwijderd. Dit is een belangrijk praktisch voordeel.

Het nog enigszins verplaatsbaar zijn van de katode zou op zichzelf natuurlijk niet voldoende zijn om een zuivere centrering mogelijk te maken indien men niet tevens beschikte over een indicatie van de excentriciteit. Optische indicatie is hier onmogelijk. Daarom wordt een elektrische indicatie toegepast, met gebruikmaking van een karakteristieke eigenschap van het „statische" — d.i. niet-oscillerende — magnetron. In een statisch magnetron beschrijven de elektronen onder invloed van het statische elektrische en magnetische veld gekromde banen tussen katode en anode. Bij sterker wordend magneetveld en constant elektrisch veld neemt de kromming van de banen voortdurend toe, totdat bij een bepaalde kritische waarde van de magnetische inductie de elektronen — volgens een enigszins vereenvoudigde voorstelling van zaken — de anode niet meer bereiken en de anodestroom dus discontinu nul wordt. De kritische inductie B_{kr} is voor een vlak magnetron gemakkelijk te berekenen [6]). Men vindt:

$$B_{kr} = \sqrt{\frac{2m}{e}}\,\frac{\sqrt{V}}{d}. \quad \ldots\ldots \quad (6)$$

Hierin is d de afstand tussen katode en anode. Bij constante anodespanning V is B_{kr} dus een maat voor de afstand d, en uit (6) volgt d als functie van B_{kr}. Bij gegeven anodespanning kan de waarde van B_{kr} gebruikt worden voor het bepalen van de positie van de katode ten opzichte van de anode.

In werkelijkheid hebben we te maken met cilindrische magnetrons. Daarbij kan de positie van de katode worden bepaald volgens hetzelfde principe, maar deze positie is niet op een zelfde eenvoudige wijze in een B_{kr} uit te drukken. Bevindt namelijk de katode zich excentrisch in het anodegat, dan zullen bij toenemende magnetische inductie en constante anodespanning de elektronen aan die kant van de katode die het verst van de anode is verwijderd (waar het elektrische veld dus het zwakst is), eerder de anode niet meer bereiken dan die aan de tegenoverliggende kant. Men kan hier dus niet één discrete waarde van de kritische inductie onderscheiden, maar er is een gebied waarin de stroom met toenemende inductie geleidelijk kleiner wordt. Schematisch is dit voor verschillende graden van excentriciteit weergegeven in *fig. 7*, krommen *b* en *c*.

Wanneer men de grafiek $I = f(B)$ opneemt, geeft de vorm ervan dus een indicatie van de mate van excentriciteit van de katode. Voor de excentriciteit nul geeft de vereenvoudigde theorie weer één discrete waarde voor de kritische inductie, en wel:

$$B_{kr} = \sqrt{\frac{32m}{e}}\,\frac{\sqrt{V}}{\left(1-\frac{d_k^2}{d_a^2}\right) d_a}. \quad \ldots \quad (7)$$

Bij een coaxiale katode heeft de karakteristiek dus het discontinue verloop van kromme *a* in fig. 7.

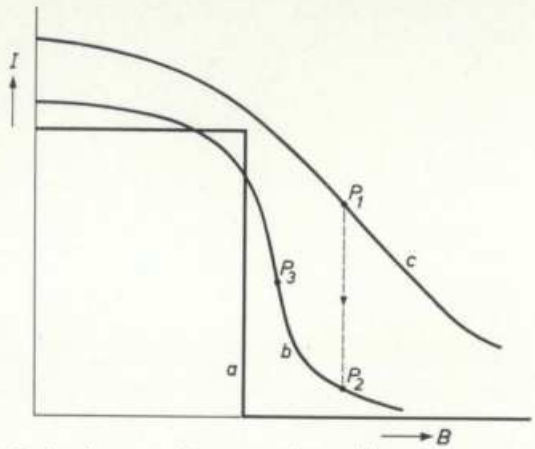


Fig. 7. Anodestroom I van een niet-oscillerend magnetron als functie van de magnetische inductie B bij constante anodespanning (schematisch). Kromme *a*: katode coaxiaal in het anodegat. Kromme *b*: katode excentrisch. Kromme *c*: katode nog verder uit het midden.

Bij het centreren gaat men als volgt te werk. Eerst wordt de magnetische inductie ingesteld op een zodanige waarde dat de anodestroom al flink wat kleiner is (b.v. de helft) dan bij $B = 0$. Dan verschuift men de katode een weinig in een van de beide mogelijke richtingen van de mal. Indien daardoor de anodestroom afneemt, is dit een aanwijzing dat de katode dichter bij de coaxiale stand is gekomen. Het werkpunt in de grafiek $I = f(B)$ (fig. 7) is daarbij overgegaan naar een andere kromme, b.v. van P_1 op kromme *c* naar P_2 op kromme *b*. Men verschuift dan de katode verder in dezelfde richting, maar het is nuttig, eerst de inductie iets te verkleinen: hierdoor verplaatst men het werkpunt naar een steiler deel van dezelfde kromme (b.v. van P_2 naar P_3), wat de gevoeligheid van de indicatie ten goede komt. De gunstigste stand in de verschuivingsrichting is bereikt wanneer de anodestroom minimaal is geworden. Men herhaalt dan dezelfde procedure in de andere verschuivingsrichting. Op deze wijze kan het centreren zeer nauwkeurig gebeuren.

In *fig. 8* zijn twee experimentele krommen $I = f(B)$ weergegeven. De rechter kromme is opgenomen vóór het bijstellen van de katode, de linker geeft het resultaat van de meting bij de coaxiale configuratie. Bij beide metingen was de anodespanning 50 V. Verg. (7) geeft met $V = 50$ V voor B_{kr} de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

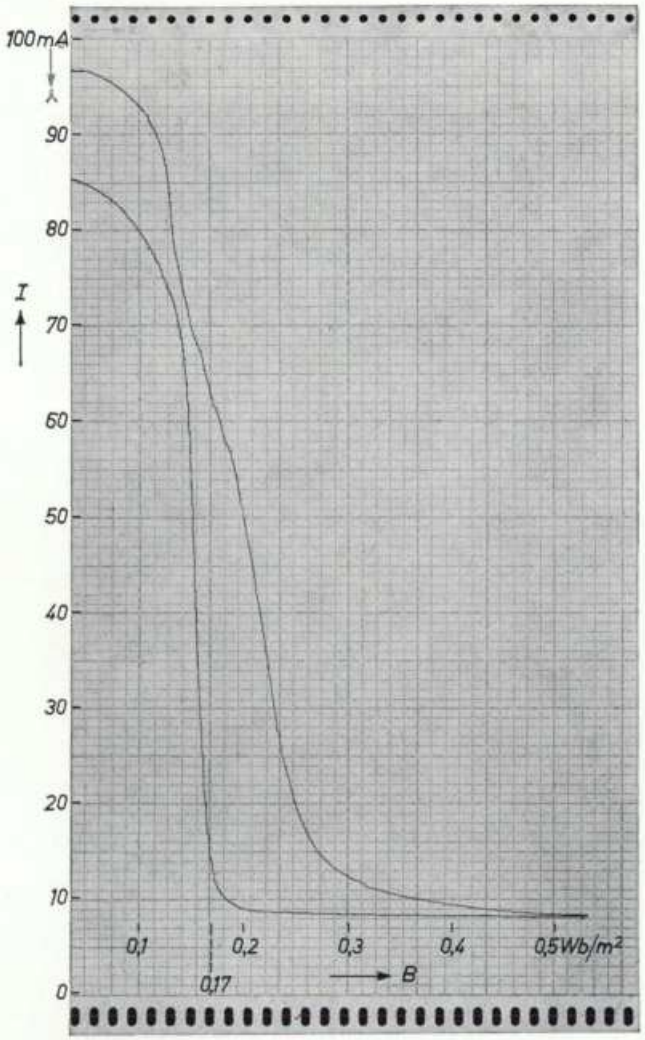


Fig. 8. Registrogram van de anodestroom I van een niet-oscillerend $2\frac{1}{2}$-mm-magnetron als functie van de magnetische inductie B bij 50 V anodespanning. De rechter kromme geldt voor een excentrische stand van de katode; de linker kromme werd verkregen nadat de katode zo goed mogelijk in de coaxiale stand was gebracht. De waarde van de kritische inductie volgens formule (7), $B_{kr} = 0{,}17$ Wb/m², klopt met de laatstgenoemde kromme.

waarde 0,17 Wb/m². Dit resultaat is fraai in overeenstemming met de laatstgenoemde kromme.

Overigens zal men tussen experiment en theorie ook een groot verschil opmerken. De theorie zou immers een sprongfunctie doen verwachten, met de sprong bij $B = B_{kr}$ volgens (7). Een onderzoek naar de oorzaken van dit verschil zou hier te ver voeren. Wij willen ons beperken tot een opmerking over de „staart" van de kromme. Dat de stroom bij grote waarden van B niet nul wordt, kan verklaard worden door het feit dat de emissie van de katode niet beperkt is tot het gedeelte dat als emitterend oppervlak bedoeld is. Ook andere gedeelten, met name de einden, leveren enige emissie. De hierdoor geëmitteerde elektronen doorlopen delen van het magnetische veld waar de inductie kleiner is dan die welke binnen het anodegat heerst. Is deze laatste groter dan de kritische, dan behoeft dit voor een deel van de genoemde elektronen geen beletsel te zijn om toch de anode te bereiken.

Bij de experimentele buis waaraan de krommen van fig. 8 zijn opgenomen, waren geen voorzieningen getroffen om emissie door de einden tegen te gaan.

Fig. 9 geeft een beeld van de katode — een geïmpregneerde katode [12]) — die in het $2\frac{1}{2}$-mm-magnetron wordt gebruikt. Ook bij deze buis zijn weer de gunstige eigenschappen van dit type katode aan de dag getreden. De geïmpregneerde katode bleek in staat te zijn tot het leveren van de vereiste stroomdichtheden tot 400 A/cm².

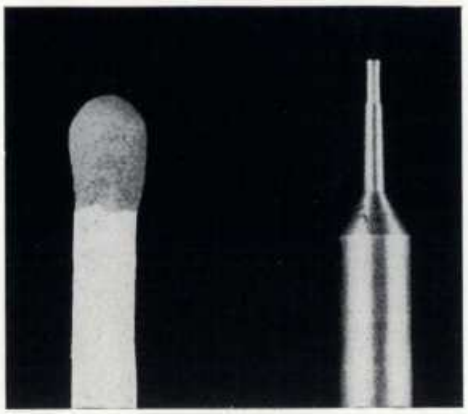


Fig. 9. De katode van het $2\frac{1}{2}$-mm-magnetron. Het is een geïmpregneerde katode [12]), die 400 A/cm² kan leveren.

Het uitgangscircuit

De hoogfrequentie-energie die een magnetron opwekt, wordt afgenomen via een golfpijp. Deze moet een vacuümdichte afsluiting hebben, die zodanig is geconstrueerd dat zo min mogelijk vermogen van de gewenste golven wordt gereflecteerd en geabsorbeerd. Bovendien moet de afsluiting ook bij andere frequenties zo min mogelijk reflecteren, met name bij frequenties van andere trillingswijzen dan de π-modus. Treedt hierbij nl. een sterke reflexie op, dan is zulk een trillingswijze ontkoppeld van de uitwendige belasting, en de enige belasting wordt gevormd door inwendige (kring)verliezen. Het is bekend dat in een zwak gedempte trillingswijze gemakkelijk oscillatie kan ontstaan [9]). Is de oscillatievoorwaarde van Hartree voor deze trillingswijze ongeveer gelijk aan die voor de π-modus, verg. (3), dan kan de werking van de buis in de π-modus worden verstoord.

Een uitgangscircuit dat zeer ruim aan genoemde eisen voldoet, is reeds lang bekend voor het centimetergebied. Kromme I in *fig. 10* geeft voor dit circuit de modulus van de reflexiecoëfficiënt r als functie van de frequentie f. In het weergegeven frequentiegebied is $|r|$ nergens groter dan 16%. De verzwakking blijkt niet groter dan 0,07 dB te zijn. Een evenredige verkleining van dit uitgangscircuit voor het 3-cm-gebied naar een voor het $2\frac{1}{2}$-mm-gebied zou eveneens voor $|r|$ kromme I opleveren, nu

[12]) R. Levi, Naleveringskatodes, III. De geïmpregneerde katode, Philips techn. T. **19**, 235-239, 1957.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

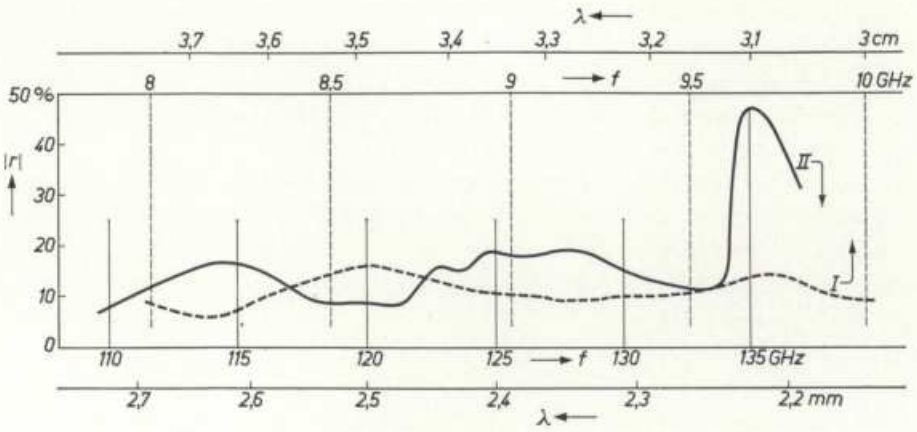


Fig. 10. Kromme *I*: gemeten verloop van de absolute waarde $|r|$ van de reflexiecoëfficiënt van een 32-mm-uitgangscircuit, als functie van de frequentie f (bovenste schaal). Een exact evenredige verkleining van dit circuit naar 2½ mm zou hetzelfde verloop van $|r|$ vertonen ten opzichte van de onderste frequentieschaal. Zo'n circuit is technologisch echter niet te vervaardigen. Aan een enigszins afwijkend circuit voor 2½ mm is kromme *II* gemeten.

echter met de onderste frequentieschaal. Exact evenredige verkleining was echter om technologische redenen onmogelijk. Het gerealiseerde 2½-mm-uitgangscircuit heeft daardoor een iets afwijkende frequentiekarakteristiek, nl. kromme *II* in fig. 10. Men ziet dat hierin bij ca. 135 GHz een reflexiepiek van ca. 50% optreedt. Deze blijkt echter geen moeilijkheden op te leveren. Bij de werkfrequentie van de buis bedraagt de reflexie slechts ongeveer 10%; de verzwakking is hier kleiner dan 0,3 dB.

De constructie van het uitgangscircuit waarop kromme *II* betrekking heeft, is enigszins vereenvoudigd weergegeven in *fig. 11*. Het glazen venster, dat de golfpijp vacuümdicht afsluit, is 100 μm dik.

Metingen aan het 2½-mm-magnetron

In het voorgaande zijn reeds enige metingen vermeld, die nodig zijn bij de montage van een buis. Er is uiteengezet hoe de meting van de *I-B*-karakteristiek (fig. 8) gebruikt wordt bij de instelling van de katode, terwijl verder reflexiemetingen aan het uitgangsvenster voor de hoogfrequentie-energie zijn genoemd (fig. 10). Bij deze laatste metingen kan nog worden opgemerkt dat het samenstellen van een buis op zodanige wijze geschiedt dat na het aansmelten van het venster, vóór de definitieve montage, de transmissie-eigenschappen van het venster nog kunnen worden gecontroleerd — dit in tegenstelling met de methode van samenstelling die bij de grotere voorgangers van de 2½-mm-buis wordt toegepast.

Een andere meting die tijdens de montage moet worden verricht, betreft de uitkoppeling van de trilholtenstructuur. Het koppelelement tussen deze structuur en de uitgangsgolfpijp is een zg. ¼λ-transformator (fig. 11). Dit is een stukje golfpijp ter lengte van ¼λ (bedoeld is de λ in deze pijp). De karakteristieke impedantie van het stukje golfpijp is zodanig gekozen dat de lage impedantie, die de trilholtenstructuur aan de transformator presenteert, ongeveer aangepast is aan de hoge impedantie van de golfpijp van het uitgangscircuit. Evenals de afmetingen van de buis, zijn ook die van de transformator zeer klein: de doorsnede van de golf-

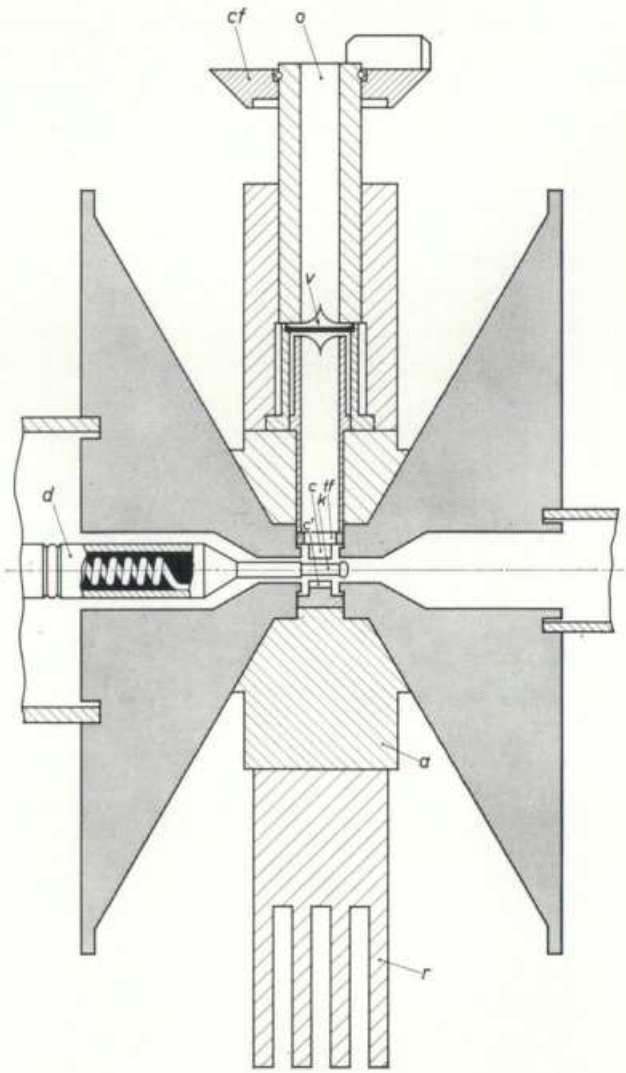


Fig. 11. Doorsnede van het 2½-mm-magnetron, waarbij o.a. het uitgangscircuit met het vacuümdichte venster *v* meer in detail is weergegeven dan in fig. 4. Men ziet een der grote trilholten (*c*) en een der kleine (*c'*). *tf* is een ¼λ-transformator. Overige letters als in fig. 4.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

pijp is 0,093 × 2,00 mm. De afmetingen blijken zo nauw te luisteren dat na het aanbrengen van de transformator, ook al heeft men bij het maken ervan de grootste nauwkeurigheid betracht, meestal nog een correctie van de aankoppeling nodig is. Het corrigeren geschiedt door een gedeelte van de transformator een weinig te deformeren. Pas na deze correctie kan het venster gemonteerd worden. De koppelfactor wordt gemeten in een brugschakeling met behulp van een hybridische T en een variabele impedantie (zie de in noot [3]) aangehaalde artikelen); hij wordt bij het 2½-mm-magnetron gewoonlijk ingesteld op 1,5. De kwaliteitsfactor van dit type buizen in onbelaste toestand, Q_0, blijkt ongeveer 400 te zijn.

Het uitgangsvermogen van de 2½-mm-magnetrons wordt zoals gebruikelijk gemeten met een waterbelasting, d.i. een in een golfpijp aangebracht glazen pijpje waardoor water stroomt. De dimensionering is zodanig dat het gehele aan de golfpijp toegevoerde vermogen in het water wordt gedissipeerd, en men kan derhalve dit vermogen berekenen uit het temperatuurverschil van uitstromend en instromend water samen met de stroomsnelheid. De afmetingen van een waterbelasting voor 2½ mm golflengte moeten wederom zeer klein zijn: bij onze meetopstelling is de uitwendige diameter van het glazen pijpje 0,45 mm, de wanddikte ca. 0,07 mm. Het is gebleken dat men de stroomsnelheid van het water zodanig kan instellen dat een gemiddeld vermogen van 0,2 W (of van 1 kW in impulsen van 0,1 μs die elkaar 2000 maal per seconde opvolgen) een temperatuurverhoging van 4 °C teweegbrengt.

In onderstaande *tabel III* vindt men een aantal waarden van diverse karakteristieke grootheden die we aan een exemplaar van het 2½-mm-magnetron hebben gemeten. Deze buis levert een vermogen van 2,5 kW in impulsen van 0,1 μs bij een magnetische inductie van 2,5 Wb/m², een anodespanning van 9 kV en een anodestroom van 14 A. Met behulp van deze waarden kan een schatting worden gemaakt van de piekverhitting van de anode: men vindt een waarde van ongeveer 600 °C.

Tabel III. Enige karakteristieke grootheden voor een exemplaar van het 2½-mm-magnetron.

Uitgangsvermogen		
piekwaarde	2,5	kW
gemiddelde waarde	0,5	W
magnetische inductie	2,5	Wb/m²
anodespanning	9	kV
anodestroom	14	A
stroomdichtheid	400	A/cm²
impulsduur	0,1	μs
impulsherhalingsfrequentie	2000	s^{-1}
piekverhitting	600	°C
frequentie	120	GHz
koppelfactor	1,5	
Q_0	380	

Gewezen zij nog op de zeer grote stroomdichtheid van 400 A/cm² die de hier toegepaste geïmpregneerde katode levert.

In *fig. 12* is het werkingsdiagram van een exemplaar van het 2½-mm-magnetron weergegeven. Dit diagram bevat lijnen van constante magnetische inductie, van constant uitgangsvermogen en van constant rendement.

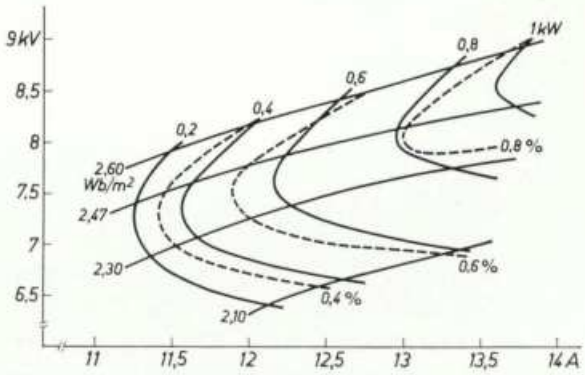


Fig. 12. Werkingsdiagram van een exemplaar van het 2½-mm-magnetron, voor een frequentie van 120,4 GHz, een impulsduur van 0,1 μs en een herhalingsfrequentie der impulsen van 2000 per seconde. Getekend zijn lijnen van constant uitgangsvermogen, van constant rendement, en van constante magnetische inductie.

Aan de totstandkoming van het beschreven magnetron hebben een aantal medewerkers van dit laboratorium bijgedragen. De stempel voor het hobben is geslepen door H. J. Ronde in samenwerking met M. C. Verhagen, onder wiens leiding de montage van de buizen plaatsvond; de praktische verwezenlijking van de methode voor het centreren van de katode is mede te danken aan F. Lingers; de katodes zijn vervaardigd door J. R. Blatter; alle beschreven metingen zijn verricht door H. Tjassens.

Samenvatting. De vroeger beschreven reeks impulsmagnetrons, die eindigde met een buis voor 4 mm golflengte, is uitgebreid met een magnetron voor 2½ mm. In tegenstelling met de voorgaande buizen van de reeks, die evenredige verkleiningen van een 32-mm-magnetron met 18 trilholten zijn, is bij de 2½-mm-buis het aantal trilholten opgevoerd tot 22. Besproken worden het anodeblok en de vervaardiging ervan door hobben, de katode (een geïmpregneerde katode) en de manier waarop deze bij een geëvacueerde buis in het anodegat wordt gecentreerd, en het uitgangscircuit. Het 2½-mm-magnetron kan tijdens impulsen van 0,1 μs duur een vermogen van 2,5 kW ontwikkelen. Er worden enkele metingen aan het magnetron beschreven en er wordt een werkingsdiagram gegeven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

SNELLE EN NAUWKEURIGE MAGNETISCHE METINGEN AAN ENKELE MILLIGRAMMEN MATERIAAL

door G. W. van OOSTERHOUT *) en L. J. NOORDERMEER **).

621.317.42

Bij het onderzoek en de ontwikkeling van magnetische materialen is het van belang dat men snel en nauwkeurig het magnetische moment kan meten van monsters die slechts enkele milligrammen wegen. De meting hiervan levert een grondslag voor de bepaling van belangrijke magnetische materiaaleigenschappen zoals verzadigingsmagnetisatie, coërcitie en remanentie. Een meetopstelling voor dit doel vormt het onderwerp van dit artikel.

Bij het ontwikkelen van magnetische materialen is het van belang in een vroeg stadium te weten of een bepaald materiaal geschikt is voor het beoogde doel. We denken hier speciaal aan materialen — meestal poeders — voor magnetische registratie [1]). Het is thans nog niet mogelijk op grond van magnetische metingen aan een poeder te beslissen of dit bruikbaar is voor de vervaardiging van b.v. magneetband. Hiervoor is het nog steeds noodzakelijk er een proefband mee te maken. Wèl kan men door meting van coërcitie, verzadigingsmagnetisatie en remanentie zien of het materiaal beslist onbruikbaar is. Hierdoor kan het vervaardigen van proefbanden beperkt worden tot materialen die enige kans op succes hebben.

Het is voor het onderzoek van veel waarde als de nodige metingen kunnen worden verricht aan kleine materiaalmonsters. Een der voordelen is dat men slechts geringe hoeveelheden hoeft te vervaardigen van de stoffen die men wil onderzoeken, zodat men de voordelen van de preparatieve chemie op kleine schaal ten volle kan benutten. Ongeveer tien jaar geleden was het meten van magnetische grootheden aan materiaalmonsters van enkele milligrammen nog een zeer moeilijke aangelegenheid. Een van de weinige grootheden die men hieraan goed kon meten, was de verzadigingsmagnetisatie [2]). In 1954 is in Philips' Natuurkundig Laboratorium een methode uitgewerkt om het magnetische moment van een klein monster magnetisch materiaal snel en nauwkeurig te meten [3]). Deze methode is destijds ontwikkeld voor metingen aan galvanisch neergeslagen magnetische materialen. Daar de eigenschappen van zulke materialen afhangen van de dikte van de neergeslagen laag, was het hier noodzakelijk aan monsters van enkele milligrammen te meten. De hiervoor gemaakte meetopstelling is geleidelijk ook een belangrijk hulpmiddel geworden bij onderzoekingen over magneetband: ten eerste voor de bovenvermelde selectie van materialen (poeders), ten tweede ook voor metingen aan gereed magneetband. Een magnetisch moment van ca. $1{,}5\times10^{-12}$ Vsm kon met deze opstelling nog worden aangetoond. Ter oriëntatie zij vermeld dat dit het verzadigingsmoment is van ca. 6×10^{-3} mg ijzer.

Nadat enige jaren met succes met deze apparatuur was gewerkt, kwam de vraag naar voren of het mogelijk zou zijn de gevoeligheid ver genoeg op te voeren om de verschijnselen te kunnen onderzoeken die samenhangen met het zg. print- of echo-effect. Dit effect ontstaat doordat in een opgerolde magneetband het magnetisatiepatroon in een winding enigszins wordt overgenomen door aanliggende windingen. Hierbij spelen de zwakke magnetisaties een rol die veroorzaakt zijn door het spreidingsveld van de magneetband zelf en die daardoor in de buurt van één duizendste van de remanentie liggen. Om zulke kleine magnetisaties te meten aan een stukje magneetband ter lengte van b.v. 1,5 cm, was een aanzienlijke vergroting van de gevoeligheid nodig.

In het volgende beschrijven we eerst kort het principe van de meetmethode en lichten toe hoe men uit metingen van een magnetisch moment de coërcitie, de remanentie en de verzadigingsmagnetisatie kan bepalen. Dan volgt een bespreking van de kunstgrepen waarmee de gevoeligheid zodanig is opgevoerd dat een magnetisch moment van ca. $7{,}5\times10^{-14}$ Vsm (het verzadigingsmoment van 3×10^{-4} mg ijzer) nog kan worden aangetoond. Het artikel besluit met enige voorbeelden, o.a. van metingen betreffende het echo-effect.

*) Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.
**) Destijds verbonden aan Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

[1]) Voor een algemene inleiding over magnetische registratie, zie: W. K. Westmijze, Het opneem- en weergeefproces bij de magnetofoon, Philips techn. T. **14**, 269-281, 1952.

[2]) G. W. Rathenau en J. L. Snoek, Apparatus for measuring magnetic moments, Philips Res. Repts. **1**, 239, 1946.

[3]) G. W. van Oosterhout, A rapid method for measuring coercive force and other ferromagnetic properties of very small samples, Appl. sci. Res. **B6**, 101-104, 1956/57. Tegelijkertijd is hiervoor elders een methode uitgewerkt die op dezelfde grondgedachte berust, zie: S. Foner, Vibrating sample magnetometer, Rev. sci. Instr. **27**, 548, 1956. Een verbeterde versie van dit instrument is beschreven in: S. Foner, Versatile and sensitive vibrating-sample magnetometer, Rev. sci. Instr. **30**, 548-557, 1959.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het principe van de meetmethode

Het principe van de meetmethode is geschetst in *fig. 1*. Het te onderzoeken monster — dat, zoals gezegd, meestal bestaat uit wat poeder of een stukje magneetband — wordt over een lengte van ca. 1,5 cm aangebracht rondom een dunne staaf (diameter b.v. 2 mm) van niet-magnetisch materiaal, zo mogelijk glas. Het monster wordt gemagnetiseerd in de richting van de staafas. De staaf wordt met een van zijn einden bevestigd aan de spreekspoel van een luidspreker. Sluit men de luidspreker aan op een wisselstroombron, dan beweegt het monster in de richting van de staafas heen en weer. Ter hoogte van de uiteinden van het monster zijn — coaxiaal met de staaf — gelijke opneemspoeltjes vast opgesteld. Trilt het monster, dan induceert het in deze twee spoeltjes spanningen. De spoeltjes zijn tegengesteld in serie geschakeld (astatisch spoelstel), zodat stoorspanningen die in de beide spoelen worden opgewekt door velden die elders hun bronnen hebben, elkaar opheffen. De door het monster opgewekte spanningen ondersteunen elkaar daarentegen. De resulterende wisselspanning wordt versterkt en gemeten met een elektronische millivoltmeter. De uitslag van deze meter is een maat voor het magnetische moment van het monster.

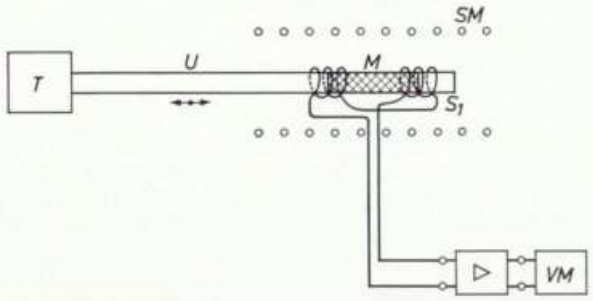


Fig. 1. Het magnetische moment van een klein monster *M* van magnetisch materiaal wordt gemeten door dit te laten trillen in een astatisch spoelstel S_1. Het monster (meestal een poeder of een stukje magneetband) is over een lengte van ca. 1,5 cm aangebracht op het oppervlak van de staaf *U*, die, aangedreven door het luidsprekersysteem *T*, in zijn lengterichting heen en weer beweegt. *VM* elektronische voltmeter, voorafgegaan door een versterker. *SM* solenoïde die ter plaatse van *M* een homogeen uitwendig magneetveld kan opwekken.

Bepaling van verzadigingsmagnetisatie, coërcitie en remanentie

Ter bepaling van de verzadigingsmagnetisatie van een materiaal meet men het magnetische moment van een monster van bekend gewicht in magnetisch verzadigde toestand. Deze meting moet natuurlijk uitgevoerd worden in een sterk uitwendig veld, dat de richting heeft van de trillende staaf, en dat het monster in de verzadigde toestand houdt. Dit veld wordt geleverd door een solenoïde, die coaxiaal met de staaf en de opneemspoeltjes is aangebracht, of door een elektromagneet, waarvan de poolschoenen zijn doorboord om de staaf te laten passeren. De gelijkstroom door de solenoïde of door de elektromagneet vertoont in het algemeen een kleine rimpel. Daardoor bevat het uitwendige veld een wisselcomponent. Deze wekt in het astatische opneemspoelstel geen spanning op en veroorzaakt dus geen storing.

Maakt men vervolgens het uitwendige veld nul en meet men opnieuw het magnetische moment, dan kan men hieruit de verzadigingsremanentie bepalen.

Om de coërcitie te meten, laat men het uitwendige veld in omgekeerde richting aangroeien tot de in de opneemspoeltjes geïnduceerde spanning nul is geworden. Dan is de magnetisatie *I* van het monster nul en is de veldsterkte van het uitwendige veld gelijk aan de gezochte coërcitie.

Bij de interpretatie van de metingen moet men rekening houden met de ontmagnetiserende werking die het gevolg is van het eigen veld van een gemagnetiseerd monster. Dit geldt in het bijzonder voor de meting van de remanentie. Deze complicaties bij de interpretatie zijn echter niet kenmerkend voor de hier beschreven meetmethode en een behandeling ervan valt buiten het bestek van dit artikel.

Bij de uitvoering van een meting wordt het monster ten opzichte van de opneemspoelen verschoven tot een maximale spanning is verkregen. Doordat het signaal beschikbaar komt als een wisselspanning, die men gemakkelijk kan versterken, is met deze meetmethode de gevoeligheid reeds veel groter dan bij de vroeger gebruikelijke ballistische methodes.

Om absolute metingen te kunnen uitvoeren, wordt het toestel geijkt, b.v. met een nikkelmonster van bekend gewicht, dat men tot de verzadigingsmagnetisatie (voor nikkel $0{,}7\times10^{-4}$ Vsm/kg) magnetiseert. Het nikkelmonster wordt over dezelfde lengte op de staaf aangebracht als de te onderzoeken monsters, om de invloed van de vorm dezer monsters te elimineren.

De meetopstelling met compensatie-inrichting

Bij uitvoering van de meting volgens fig. 1 hangt de geleverde spanning af van amplitude en frequentie van de door het monster uitgevoerde trilling. Daar deze twee grootheden niet geheel constant zijn, beperkt dit de nauwkeurigheid van de meting. Deze beperking hebben we opgeheven door over te gaan op een compensatiemethode. Hiertoe is elders op de staaf die het monster draagt, een permanent magneetje van platina-cobalt [4]) bevestigd, dat zich bevindt in

[4]) Het materiaal platina-cobalt is wegens zijn geringe temperatuurcoëfficiënt en geringe gevoeligheid voor uitwendige velden, bijzonder geschikt als standaardmagneet. Zie: R. A. Mintern, Platinum alloy permanent magnets, Platinum metals Rev. **5**, 82-88, 1961.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een tweede astatisch spoelstel S_2 (*fig. 2*). Daar magneetje en monster star met elkaar verbonden zijn, voeren ze dezelfde trilling uit. Daardoor hangen de in de twee spoelstellen geïnduceerde spanningen op dezelfde wijze van amplitude en frequentie af, zodat hun verhouding onafhankelijk is van veranderingen dezer grootheden.

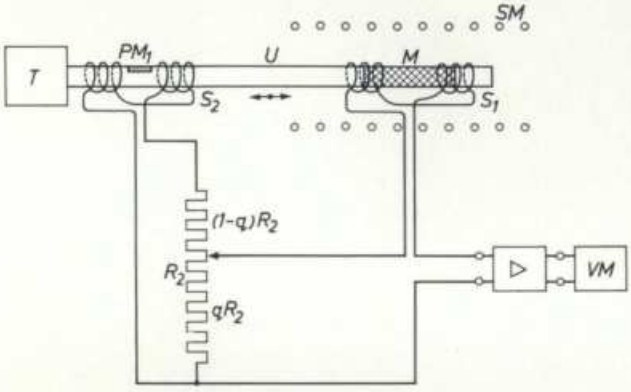


Fig. 2. Verfijning van de methode van fig. 1: de in spoelstel S_1 door het monster M opgewekte spanning wordt gecompenseerd met een spanning opgewekt door een platina-cobaltmagneetje PM_1, in spoelstel S_2. De meting wordt daardoor ongevoelig voor veranderingen in amplitude en frequentie van de trilling. De millivoltmeter VM doet nu dienst als nulinstrument. De stand q van spanningsdeler R_2 is een maat voor het gezochte magnetische moment. Betekenis van de overige symbolen als in fig. 1.

Deze verhouding wordt gemeten met een compensatieschakeling. De elektronische millivoltmeter, weer voorafgegaan door een versterker, doet thans dienst als nulinstrument. De stand q van de potentiometer R_2 waarbij het nulinstrument geen uitslag vertoont, is een maat voor het gezochte magnetische moment. IJking kan weer geschieden met behulp van een monster met bekend magnetisch moment.

Fig. 3 toont de hoofdzaken van de schakeling die in werkelijkheid gebruikt wordt. Het spoelstel S_1, waarin zich het te onderzoeken monster bevindt, is aangesloten op de geijkte, stapsgewijs regelbare spanningsdeler R_1, waarmee een gedeelte $E_x = pE_1$ van de over R_1 staande spanning E_1 kan worden afgenomen. In de opeenvolgende standen van deze spanningsdeler heeft p de waarden: 1, 1/3, 1/10, 1/30, 1/100, 1/300 en 1/1000. Zo kan men E_x kleiner maken dan de spanning E_2, die door het in S_2 trillende permanente magneetje wordt veroorzaakt. Men regelt vervolgens de stand q van R_2 tot het nulinstrument geen uitslag meer vertoont. Hierbij is q in drie decimalen afleesbaar. In verband hiermee is de spanning E_2 zo gekozen dat zij ca. 1000× zo groot is als de kleinste spanning die met het nulinstrument waar te nemen is. Daarom is R_2 aangesloten op de vaste spanningsdeler R_3-R_4.

Ten gevolge van de zelfinducties van de spoelstellen S_1 en S_2 zullen de stromen door R_1 en R_2 fazeverschuivingen vertonen ten opzichte van de trilling van de staaf. Slechts als deze verschuivingen gelijk zijn, zullen de stromen in faze zijn, wat voor exacte compensatie noodzakelijk is. Om de fazeverschuivingen aan elkaar gelijk te maken, is de weerstand R_5 parallel aan spoelstel S_2 opgenomen. Voor gegeven spoelstellen S_1 en S_2 hoeft R_5 slechts één keer te worden ingesteld.

Met de combinatie van versterker (ruim 1000×) en elektronische millivoltmeter als nulinstrument kunnen spanningen van 20 nanovolt waargenomen worden. Om van deze grote gevoeligheid profijt te kunnen trekken, zijn bijzondere maatregelen getroffen. De compensatieschakeling en de versterker zijn magnetisch afgeschermd. De versterker is voorzien van ruisarme ingangsbuizen. Tevens is de versterker selectief gemaakt door middel van een bandfilter voor de vibratiefrequentie van het monster (125 Hz), met een doorlaatgebied ter breedte van 30 Hz. Bovendien worden de harmonischen van het net bij 100 en 150 Hz extra onderdrukt. *Fig. 4* is een foto van de meetopstelling.

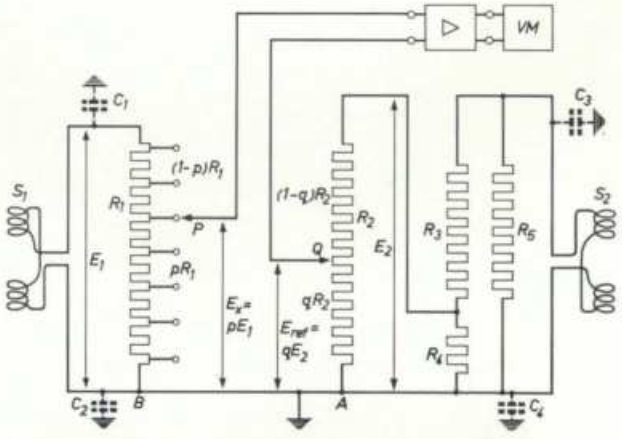


Fig. 3. Hoofdzaken van de gebruikte compensatieschakeling. Het spoelstel S_1, waarin het monster trilt, is aangesloten op de geijkte spanningsdeler R_1. In het spoelstel S_2 trilt het platina-cobaltmagneetje. Van de in S_2 opgewekte spanning komt, via de vaste spanningsdeler R_3-R_4, een klein gedeelte E_2 op de spanningsdeler R_2 te staan. R_5 is een weerstand waarmee het fazeverschil tussen de te vergelijken spanningen E_x en E_{ref} nul gemaakt wordt. Bij aarding van de schakeling op de hier aangegeven wijze wordt geen last ondervonden van de vier parasitaire capaciteiten C_1, C_2, C_3 en C_4, waarvan de aanwezigheid te wijten is aan de elektrische afscherming van de verbindingsleidingen tussen de spoelstellen en de compensatieschakeling. Echter hebben nu de punten P en Q waartussen de spanning nul moet worden, beide een zekere spanning tegen aarde. Daarom moet men een verschilversterker gebruiken [5]).

[5]) Zie b.v.: G. Klein en J. J. Zaalberg van Zelst, Algemene beschouwingen over verschilversterkers, Philips techn. T. **22**, 366-373, 1960, en van dezelfde auteurs: Schakelingen voor verschilversterkers, I en II, Philips techn. T. **23**, 69-78 en 119-127, 1961.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

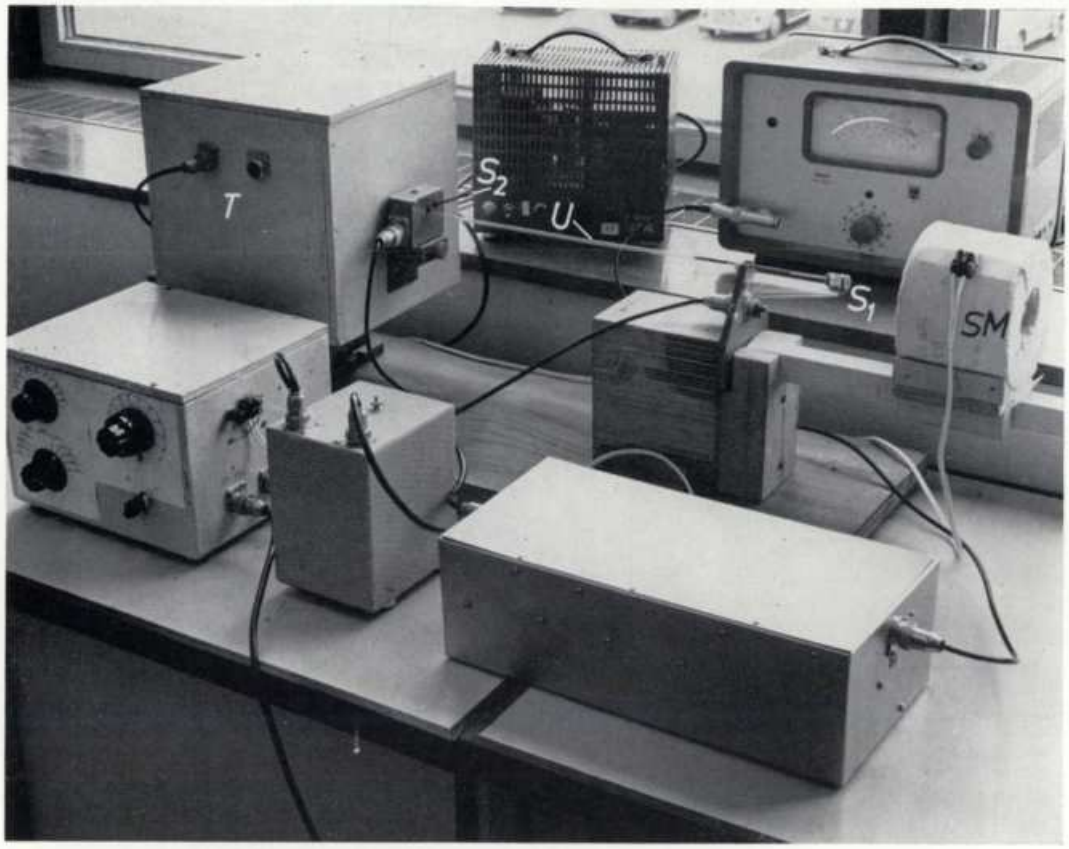


Fig. 4. De opstelling voor metingen van het magnetische moment volgens de compensatiemethode. S_1 en S_2 zijn de astatische spoelstellen, waarin resp. het monster en een klein Pt-Co-magneetje (beide bevestigd op de staaf U) trillen. Links het luidsprekersysteem T voor de aandrijving. Op de voorgrond van links naar rechts: de compensator (inclusief de verschilversterker), een standaardversterker (1000 ×) en een bandfilter. Op de achtergrond: de versterker die het luidsprekersysteem drijft en de elektronische millivoltmeter (het nulinstrument). De solenoïde SM is opgesteld op een slede en kan verschoven worden tot zij het spoelstel S_1 omvat.

Parasitaire capaciteiten

Bij de uitvoering van de meetschakeling is erop gelet dat parasitaire capaciteiten geen storing kunnen veroorzaken. De spoelstellen S_1 en S_2 zijn met de compensatieschakeling verbonden door middel van leidingen die voorzien zijn van geaarde afschermingen. Daardoor hebben deze leidingen capaciteiten tegen aarde van enige honderden pF. Bij een frequentie van 125 Hz vertegenwoordigt een capaciteit van 100 pF een impedantie van ruim $10^7\ \Omega$. Ten opzichte van de weerstanden in de orde van 1000 Ω die in de meetschakelingen voorkomen, is dit zeer groot. De parasitaire capaciteiten hebben dan ook geen merkbare invloed op de amplitudes van de spanningen die elkaar moeten compenseren. De geringe fazedraaiingen die ze deze spanningen doen ondergaan, geven daarentegen aanleiding tot een waarneembare verschilspanning (*fig. 5*). Dit is geen bezwaar mits de fazedraaiingen onafhankelijk zijn van de instellingen van de spanningsdelers R_1 en R_2 (fig. 3). Bij de fazecorrectie met behulp van R_5 wordt immers een dergelijke fazedraaiing gecorrigeerd. De fazedraaiingen zullen onafhankelijk zijn van de instellingen der spanningsdelers indien door de twee regelcontacten P en Q geen stromen vloeien. Heeft het nulinstrument een oneindig grote ingangsimpedantie — of denkt men dit even verwijderd —, dan zullen bij een schakeling als in fig. 3 de regelcontacten zeker stroomloos zijn. Men heeft dus van de parasitaire capaciteiten geen last. Dit is dan evenmin het geval als de ingangsimpedantie van het nulinstrument niet oneindig groot is, want als compensatie eenmaal bereikt is, maakt het geen verschil of men het nulinstrument aansluit of verwijdert.

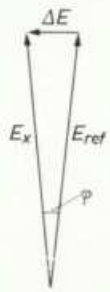


Fig. 5. Een klein fazeverschil φ tussen de spanningen E_x en E_{ref} die elkaar moeten compenseren, geeft reeds aanleiding tot een betrekkelijk grote verschilspanning ΔE.

In fig. 3 is geen der klemmen van het nulinstrument geaard, d.w.z. de eerste trap van de versterker moet uitgevoerd worden als verschilversterker [5]). Het is inderdaad onmogelijk de aarding van de schakeling bij een der klemmen van het nulinstrument aan te brengen. Er kan dan immers via deze aarding en de parasitaire capaciteiten een stroom vloeien door het regelcontact waarmee de geaarde klem is verbonden. Een verplaatsing van dit contact zal dan niet geheel zonder invloed zijn op de stroomverdeling in de schakeling maar zal in het algemeen kleine fazedraaiingen veroorzaken, die een exacte compensatie onmogelijk maken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De trilfrequentie

In de oorspronkelijke meetopstelling (zonder compensatie-inrichting) werd het monster in beweging gebracht door een luidsprekersysteem, gevoed met 50 Hz. Daar de gevoeligheid betrekkelijk gering was, werd van stoorvelden van 50 Hz en veelvouden hiervan weinig last ondervonden. Maar toen bij de meting volgens de compensatiemethode de gevoeligheid werd opgevoerd, gingen deze velden storen. Daar ook het gewenste signaal de frequentie van 50 Hz had, viel er met filters weinig tegen te doen. Het was dus nodig een andere trilfrequentie te kiezen.

Een tweede bron van storing die op de keuze van de frequentie van invloed is geweest, is de ruis van de eerste buis van de versterker. Deze ruis bevat een component die omgekeerd evenredig is met de frequentie [6]). Uit deze overwegingen volgt dat het zaak is de frequentie zo hoog mogelijk te kiezen en zo veel mogelijk bij veelvouden van 50 Hz vandaan te blijven. Aan de hoogte van de frequentie wordt echter een grens gesteld door geluidshinder en door de versnellingskrachten, die evenredig zijn met het kwadraat van de frequentie en die de verbinding tussen monster en staaf bedreigen. Een en ander heeft geleid tot de keuze van de reeds genoemde frequentie van 125 Hz.

De triller

Het mechanische gedeelte van de triller is geschetst in *fig. 6*. De staaf die het monster en het platina-cobaltmagneetje draagt, is bevestigd aan een veer van een type dat een grote zijdelingse stijfheid paart aan een lange levensduur [7]). Links in fig. 6 ziet met het luidsprekerspoeltje en de luidsprekermagneet. De stroom door het luidsprekerspoeltje wordt geleverd door een versterker waarvan het ingangssignaal afkomstig is van een tweede aan de trillende staaf bevestigde platina-cobaltmagneetje, dat zich in een derde spoelstel S_3 bevindt. Door deze terugkoppeling kan het systeem oscilleren met zijn mechanische eigen frequentie (*fig. 7*). De amplitude van de trilling is tot ca. 1 mm begrensd door parallel met de uitgang van de versterker een gloeilampje op te nemen, dat geplaatst is tegenover een fotoweerstand [8]) parallel met de ingang van deze versterker.

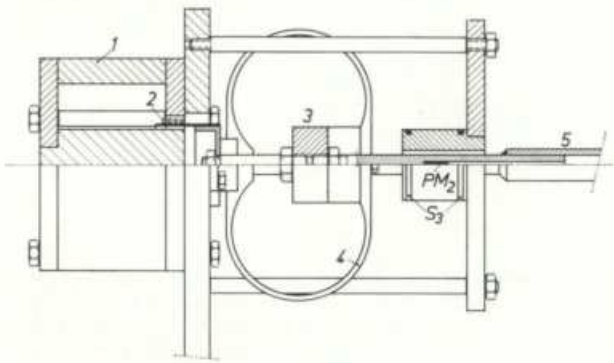


Fig. 6. De triller. *1* luidsprekermagneet, *2* spreekspoel, *3* massa van het trillende systeem waarmee de frequentie wordt ingesteld, *4* veer (de triller bevat twee van deze veren), *5* koppelstuk voor de staaf die het monster draagt en het magneetje voor de compensatiespanning. PM_2 platina-cobaltmagneetje dat op dezelfde staaf is bevestigd en zich bevindt in een derde astatisch spoelstel S_3, aangesloten op de ingang van de versterker die de stroom door de spreekspoel stuurt (zie fig. 7).

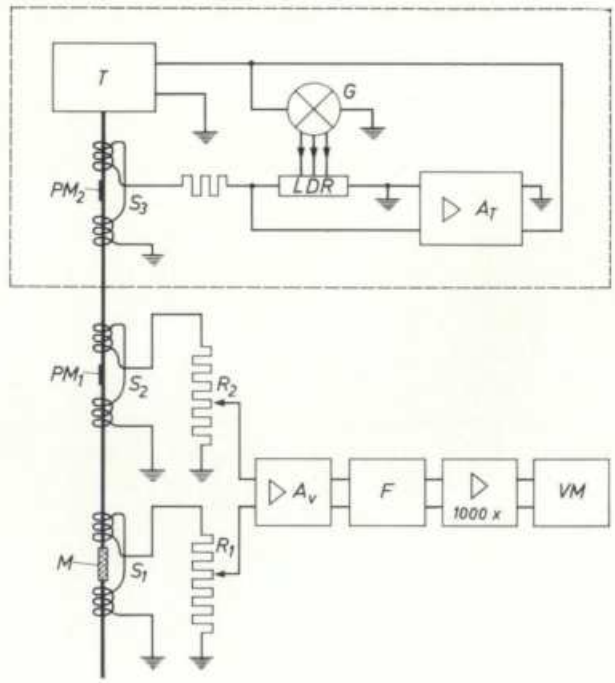


Fig. 7. Het spoelstel S_3, waarin het magneetje PM_2 trilt, is aangesloten op de ingang van een versterker A_T, die de luidsprekerspoel van de triller T voedt. Door deze terugkoppeling trilt het systeem met de mechanische eigen frequentie van de triller. De fotoweerstand LDR, die op de ingangsklemmen van A_T is aangesloten, en het gloeilampje G dat op de uitgangsklemmen van A_T is aangesloten, zorgen voor een begrenzing van de trillingsamplitude tot ca. 1 mm. A_V is de verschilversterker, F het bandfilter.

Toepassingsvoorbeelden [9])

Fig. 8 is een voorbeeld van metingen van de coërcitie. Van een galvanisch neergeslagen Co-Ni-P-

[6]) Zie b.v.: K. S. Knol, Ruis; een kwalitatief overzicht, Philips techn. T. **20**, 29-37, 1958.

[7]) Een andere toepassing van een veer van hetzelfde type is beschreven in: B. Bollée en F. Krienen, Het 600-MeV-synchrocyclotron van de CERN te Genève, III. De stemvork-modulator, Philips techn. T. **22**, 170-189, 1960, speciaal blz. 179.

[8]) N. A. de Gier, W. van Gool en J. G. van Santen, Fotoweerstanden van geperst en gesinterd cadmiumsulfide, Philips techn. T. **20**, 285-295, 1958, speciaal blz. 292.

[9]) De metingen hiervoor zijn verricht door B. J. G. Hamer.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

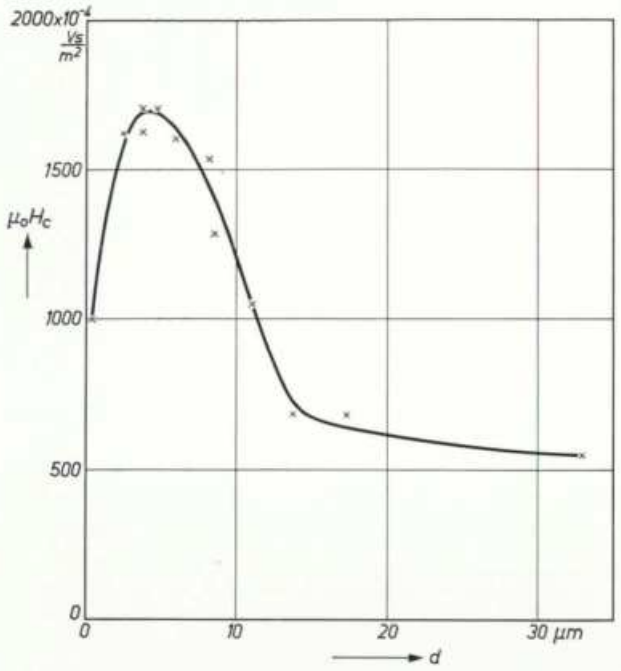


Fig. 8. De coërcitie van een galvanisch neergeslagen laagje Co-Ni-P als functie van de laagdikte d. Hoeveelheid materiaal 0,4 tot 50 mg.

legering is hier de coërcitie bepaald als functie van de laagdikte. Het verloop is zeer merkwaardig: de coërcitie vertoont een sterk maximum bij een laagdikte van ca. 5 μm. De hoeveelheid materiaal liep bij toenemende laagdikte op van 0,4 tot 50 mg. Deze metingen zijn uitgevoerd met de betrekkelijk ongevoelige meetopstelling zonder compensatie-inrichting.

Als tweede voorbeeld zijn in *fig. 9* twee remanentiekrommen A en B weergegeven van één materiaalmonster van 1,5 mg, opgenomen met de meetopstelling met compensatie-inrichting. Om een remanentiekromme op te nemen, gaat men als volgt te werk. Het monster wordt ontmagnetiseerd. Vervolgens legt men gedurende korte tijd een magnetiserend veld aan. Nadat dit veld weer is uitgeschakeld, meet men de magnetisatie die overblijft. Vervolgens wordt het monster opnieuw ontmagnetiseerd, en herhaalt men de meting voor een andere waarde van het magnetiserende veld, enz. Zet men de aldus gemeten overgebleven magnetisatie (remanentie) uit tegen het magnetiserende veld waardoor deze remanentie werd opgewekt, dan krijgt men een remanentiekromme. Voor toenemende waarden van het magnetiserende veld nadert de remanentiekromme natuurlijk tot de waarde van de verzadigingsremanentie. Van de twee remanentiekrommen uit fig. 9 is kromme A verkregen na de gebruikelijke ontmagnetisering in een wisselveld waarvan de, aanvankelijke grote, amplitude langzaam tot nul afneemt (cyclische ontmagnetisering). De kromme B, met takken B_1 en B_2, heeft betrekking op hetzelfde monster, maar nu is de niet-magnetische toestand bereikt langs de in de inzetfiguur met s aangegeven weg. Het grote verschil tussen de krommen A en B demonstreert het feit dat de toestand van een magnetisch materiaal in het algemeen geenszins ondubbelzinnig bepaald is door het aan deze toestand beantwoordende punt in het I-H-vlak, maar afhangt van de manier waarop dit punt is bereikt. Alleen bij de verzadigingstoestand is dit niet het geval. In de praktijk moet men, om een magnetisch materiaal in een goed gedefinieerde toestand te krijgen, dan ook steeds uitgaan van de verzadigingstoestand. Dit geldt blijkbaar ook voor de niet-magnetische toestand.

Het derde voorbeeld is de remanentiekromme van een stukje magneetband, opgenomen met de gevoelige versie van de apparatuur, waarbij ook in het gebied van zeer geringe remanenties nauwkeurig gemeten is (*fig. 10*). Deze geringe remanenties zijn belangrijk voor het in het begin van dit artikel genoemde echo-effect.

Als vierde voorbeeld noemen we een onderzoek naar de invloed van het maalproces op de magnetische eigenschappen van een poeder [10]). Hierbij zijn

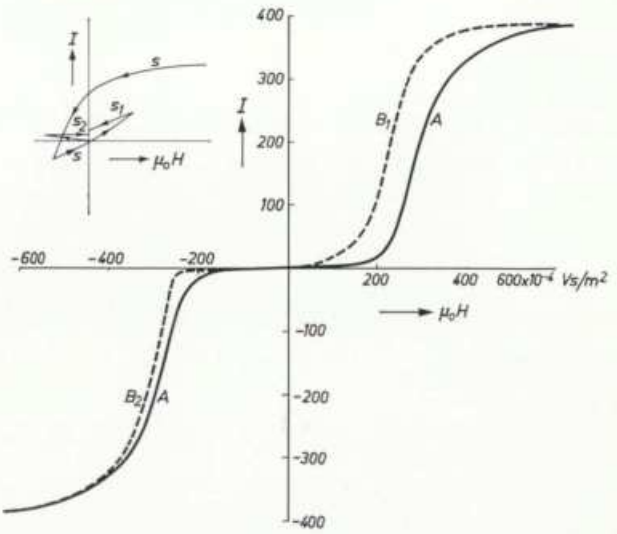


Fig. 9. Remanente magnetisatie die in een stukje magneetband is ontstaan nadat het — uitgaande van een niet-magnetische toestand — met een veld van de op de abscis aangegeven grootte gemagnetiseerd is geweest (zg. remanentiekromme). De twee krommen A en B (met takken B_1 en B_2) hebben betrekking op verschillende niet-magnetische uitgangstoestanden: de symmetrische kromme A betreft de gebruikelijke cyclische ontmagnetisering, kromme B een ontmagnetisering volgens de in de inzetfiguur met s aangegeven weg. Het verschil tussen de takken B_1 en B_2 wordt veroorzaakt doordat voor B_1 en B_2 het magnetiserende veld resp. dezelfde en de tegengestelde richting had als het veld waarin het monster verzadigd is geweest (de wegen s_1 en s_2 in de inzetfiguur). Hoeveelheid materiaal ca. 1,5 mg. De verticale schaal is niet geijkt.

[10]) G. W. van Oosterhout en C. J. Klomp, On the effect of grinding upon the magnetic properties of magnetite and zinc ferrite, Appl. sci. Res. **B9**, 288-296, 1962 (no. 4/5).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

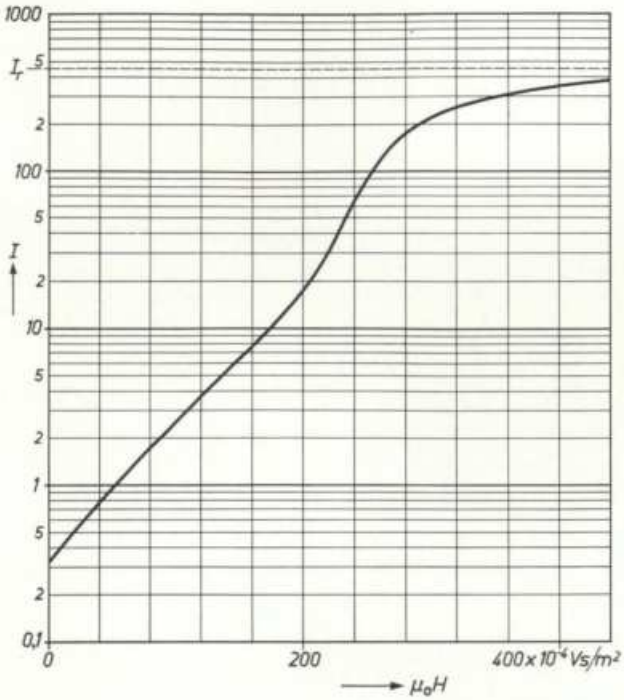


Fig. 10. Remanentiekromme van een stukje magneetband over een groot gebied van remanenties I (log-schaal voor I). I_r is de verzadigingsremanentie. De processen verantwoordelijk voor het echo-effect spelen zich af bij waarden van $\mu_0 H$ kleiner dan ongeveer 40×10^{-4} Vs/m². Hoeveelheid materiaal ca. 1,5 mg. Aan deze geringe hoeveelheid materiaal kunnen dus nog remanenties van één duizendste van de verzadigingswaarde gemeten worden. De verticale schaal is niet geijkt.

de magnetische eigenschappen onderzocht als functie van de maalduur. Doordat aan kleine monsters gemeten kon worden, was het mogelijk uit een vulling van de molen van slechts 10 g een tiental monsters te nemen zonder de vulling merkbaar te veranderen. Deze vulling heeft grote invloed op de maalomstandigheden.

Als laatste voorbeeld zij vermeld dat de beschreven meetmethode bij geologische onderzoekingen toepassing vindt om in gesteenten „ingevroren" magnetisme te bestuderen. Men kan hieruit conclusies trekken omtrent het aardmagnetische veld op het tijdstip dat het invriezen plaatsvond (paleomagnetisme).

Samenvatting. Laat men een monster van een magnetisch materiaal — dat een magnetisch moment bezit — trillen in een spoeltje, dan wordt hierin een wisselspanning geïnduceerd. Daar deze spanning gemakkelijk kan worden versterkt, levert dit een basis voor magnetische metingen die veel gevoeliger zijn dan ballistische metingen. Metingen aan enkele milligrammen materiaal zijn hiermee mogelijk. Door het gebruik van een zg. astatisch spoelstel worden storingen door uitwendige wisselvelden geëlimineerd. De nauwkeurigheid wordt opgevoerd door de geïnduceerde spanning te compenseren met een spanning, opgewekt in een tweede astatisch spoelstel, waarin een klein permanent magneetje dezelfde trilling uitvoert als het monster. Dan hebben namelijk kleine variaties in amplitude en frequentie van de trilling geen invloed meer. Met een meetopstelling volgens dit compensatieprincipe, die ontwikkeld is en gebruikt wordt in Philips' Natuurkundig Laboratorium bij onderzoekingen aan materialen voor magnetische registratie, kan een magnetisch moment van $7{,}5 \times 10^{-14}$ Vsm, d.i. het verzadigingsmoment van 3×10^{-4} mg ijzer, nog worden aangetoond. Maatregelen om storingen te onderdrukken, worden besproken.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

EEN IMPLOSIEVASTE BEELDBUIS VOOR TELEVISIE

door F. de BOER *), P. CIRKEL *), W. F. NIENHUIS *) en C. J. W. PANIS *).

621.397.331.24

In de laatste decennia zijn de beeldbuizen voor televisie steeds verder geperfectioneerd, zowel in beeldkwaliteit als in uitwendige vorm. Dit artikel beschrijft een nieuwe uitvoering van de omhulling, die het mogelijk maakt de normaal voor de buis aanwezige beschermingsruit weg te laten, wat verscheidene voordelen biedt.

Bij televisieapparaten wordt gewoonlijk vóór het front van de beeldbuis een beschermende ruit aangebracht. De atmosferische druk veroorzaakt namelijk grote spanningen in de geëvacueerde glazen omhulling van deze buis, de ballon. Nu is de ballon uiteraard zo ontworpen dat hij deze spanningen ruimschoots weerstaat, maar in zeer zelden voorkomende gevallen kan door uitwendige beschadiging een barst ontstaan die leidt tot een implosie van de buis. Hieronder wordt verstaan het plotseling instorten van dit vacuümvat onder invloed van de atmosferische druk, doordat de oorspronkelijke barst zich zeer snel over het gehele ballonoppervlak voortplant en vertakt, nog voordat het luchtdrukverschil zich door de ontstane openingen heeft kunnen vereffenen. De ballon verandert dan in scherven die door het luchtdrukverschil naar binnen worden geworpen en vervolgens aan de overzijde naar buiten worden geslingerd. De oorzaak van zulk een glasbreuk die mogelijk tot implosie leidt, kan zijn: vermoeidheid van plaatselijk beschadigd glas, of een zware stoot tegen de ballon. In het eerste geval spreekt men van een spontane implosie.

In de laatste jaren heeft men meer inzicht gekregen in het verschijnsel van de vermoeidheid van glas. Het was reeds lang bekend dat de sterkte van glas in hoge mate wordt bepaald door de gesteldheid van het oppervlak. Bevinden zich nu krasjes of andere beschadigingen in het oppervlak van glas dat onder trekspanning staat, en wordt dit glas bovendien aan vocht en temperatuurwisseling blootgesteld, dan bestaat de kans dat die krasjes geleidelijk dieper worden, zodat het glas verder verzwakt wordt of „vermoeid" raakt. Bij een geëvacueerde ballon kan deze vermoeidheid dus — gezien de combinatie van beschadiging en vochtinwerking — alleen ontstaan in het buitenoppervlak, en voor zover het glas daar onder trekspanning staat. Door dit proces is het mogelijk dat de sterkte van de ballon plaatselijk zodanig afneemt dat ten slotte een spontane breuk optreedt, die tot implosie kan leiden. Bij het ontwerp en de fabricage van de buizen worden uiteraard zo grote veiligheidsfactoren toegepast, dat in de praktijk een spontane implosie tot de uiterste zeldzaamheden behoort.

Een zware stoot tegen de ballon kan de trekspanningen momenteel dusdanig vergroten dat een barst ontstaat, die mogelijk het begin is van een implosie. Dit geval is moeilijker te overzien, daar de spanningen nu niet alleen worden veroorzaakt door de atmosferische druk maar tevens door in de ballon opgewekte schokgolven.

Ter bescherming van de omgeving tegen de gevolgen van een implosie en om te verhinderen dat de buis een beschadiging oploopt die een implosie zou kunnen inleiden, heeft men tot nu toe vóór de buis een ruit moeten aanbrengen in het televisieapparaat. In de oorspronkelijke uitvoering, die nog steeds veelvuldig toepassing vindt, is dit een vlakke glazen plaat die op geringe afstand van de buis in de kast wordt bevestigd. Deze methode introduceert echter tussen buis en ruit een ruimte waar stof kan binnendringen dat zich niet gemakkelijk laat verwijderen, en zij vermindert het beeldcontrast door lichtreflexie aan de twee toegevoegde grensvlakken van glas en lucht. Deze nadelen kleven niet aan later ontwikkelde uitvoeringen, waarbij de ruit, in gekromde vorm, aan het buisfront wordt vastgehecht met transparante hars van gelijke brekingsindex als glas.

Bezwaren die alle uitvoeringen van de beschermingsruit gemeen hebben, zijn de toeneming van het gewicht van het apparaat en de verschuiving van het zwaartepunt naar voren; het laatste is niet bevorderlijk voor de gewenste stabiele opstelling van het apparaat, wat vooral bij een ondiepe kast hinderlijk kan zijn. Voorts moet als beperking van de beschermingsruit worden aangemerkt dat zij geen nut heeft voor de onderhoudstechnicus die zijn werkzaamheden aan de achterzijde verricht, noch voor degene die bij de fabricage van het apparaat de buis

*) Philips' Hoofdindustriegroep Elektronenbuizen, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

moet hanteren, en dat zij ook het inwendige van het apparaat zelf niet voor beschadiging kan behoeden.

Uit het bovenstaande is het duidelijk dat een buis waarbij de implosie zelf voorkomen is en derhalve alle beschermingsmaatregelen overbodig zijn, wel zeer aantrekkelijk zou zijn. In deze richting nu hebben wij een ontwikkelingsonderzoek verricht, dat inderdaad heeft geleid tot de verwerkelijking van een implosievaste beeldbuis. Van dit onderzoek geven wij thans een beschrijving.

Het proces van de implosie nader beschouwd

Voor een inzicht in het implosieproces dient men de spanningstoestand in de geëvacueerde ballon te kennen. Wij zullen alleen die spanningen beschouwen die een gevolg zijn van de atmosferische druk, aangezien die verreweg de grootste zijn. Voor de sterkte zijn voornamelijk de trekspanningen van belang, in het bijzonder die aan het buitenoppervlak, omdat daar immers vermoeidheid kan optreden. De spanningen in binnen- en buitenoppervlak van de ballon waren reeds bekend uit vroegere metingen met rekstrookjes; zij waren gebleken het grootst te zijn ter plaatse van de twee symmetrievlakken door de as van de buis. De spanningen voor een dezer vlakken, w in *fig. 1*, worden nu nader bekeken.

Ter analyse van de spanningen in punten van het vlak w beschouwen we een klein wandelement, het rechthoekige parallellepipedum f, dat vergroot is weergegeven in de inzet van fig. 1. Voor een bepaling van de krachten die het glas het zwaarst belasten, wordt de toestand van dit element voldoende gekarakteriseerd door twee normaalspanningen: σ_1

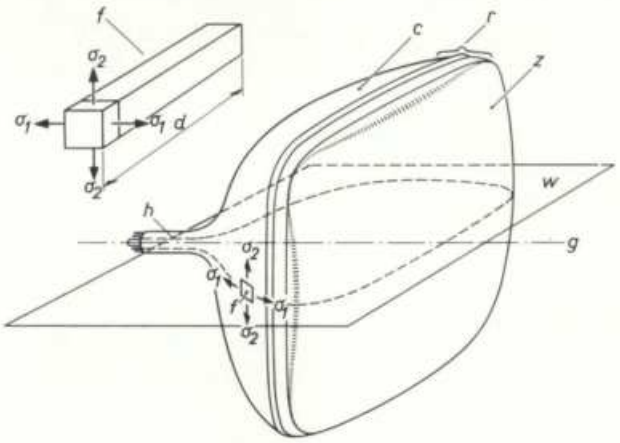


Fig. 1. De sterkte van een geëvacueerde ballon die blootgesteld is aan de atmosferische druk, wordt voornamelijk bepaald door de plaatsen waar de tangentiële normaalspanningen aan het buitenoppervlak positief zijn, dus trekkracht uitoefenen. Van de tangentiële normaalspanningen in een punt is hier σ_1 de component in het vlak door het punt en de buisas g, zoals het getekende symmetrievlak w, en σ_2 de component loodrecht daarop. In de figuur zijn σ_1 en σ_2 voor een klein wandelement f aangegeven als spanningen aan het buitenoppervlak. Van de ballon is z het front of beeldvenster, c de conus, h de hals, r de rand en d de wanddikte.

in het vlak w en σ_2 loodrecht daarop. Hun grootte behoeft niet constant te zijn over de dikte van de wand; indien het glas onder buiging staat, verandert de spanning daar zelfs van teken.

In *fig. 2*, die de doorsnede van de ballon in het symmetrievlak w geeft, zijn grafisch de voornaamste meetresultaten weergegeven. Ter wille van de duidelijkheid zijn de spanningen σ_1 en σ_2 aan verschillende zijden van de ballon getekend. De omtreklijn van de ballon is gebruikt als abscislijn: loodrecht

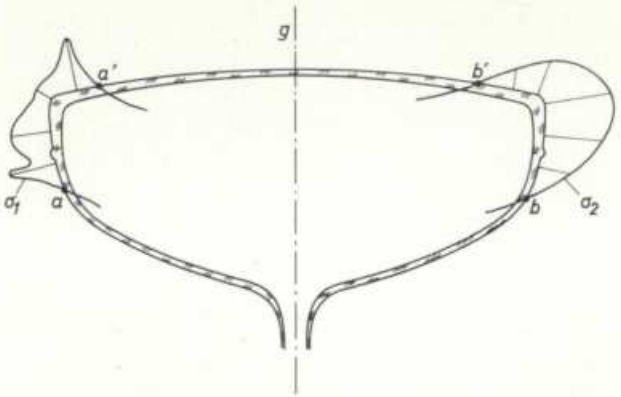


Fig. 2. De ballondoorsnede in het symmetrievlak w en de aldaar aan het buitenoppervlak heersende spanningen σ_1 en σ_2, die grafisch zijn uitgezet met de omtreklijn als abscislijn. Positieve waarden, uitgezet naar buiten, geven trekspanningen aan en negatieve, uitgezet naar binnen, drukspanningen. Duidelijkheidshalve zijn σ_1 en σ_2 aan verschillende zijden van de ballon uitgezet. Trekspanningen blijken in het randgebied op te treden: tussen a en a', respectievelijk b en b'. De drukspanningen zijn slechts gedeeltelijk aangegeven.

hierop is in elk punt de grootte dezer spanningen uitgezet, positieve waarden (trek) naar buiten en negatieve (druk) naar binnen. De grafiek heeft alleen betrekking op de spanningen aan de buitenzijde van de ballon. Voor σ_2 geldt aan de binnenzijde een ongeveer gelijke spanningstoestand. Voor σ_1 is de situatie anders: tussen a en a' staat het glas in de overeenkomstige richting onder buiging, zodanig dat aan de buitenzijde trekspanning heerst en aan de binnenzijde drukspanning. Kwalitatief geldt dit gehele spanningspatroon overigens ook in andere vlakken door de as van de buis; de waarden der spanningen zijn daar alleen doorgaans kleiner dan in de symmetrievlakken. Het grootste deel van de ballon bevindt zich dus over de gehele wanddikte onder drukspanning en levert voor de sterkte weinig problemen op; maar in het gebied waar front en conus in elkaar overgaan (a tot a' of b tot b' in fig. 2), het gebied nabij de buisrand, heersen trekspanningen [1]). Dit trekspanningsgebied of randgebied verdient onze bijzondere aandacht.

[1]) Ook in een klein gebied nabij de overgang van conus en hals heersen trekspanningen, doch die kunnen hier buiten beschouwing blijven, omdat een barst op deze plaats nooit aanleiding geeft tot implosie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Zoals wij in het begin hebben vermeld, is het voor de implosie kenmerkend dat over het gehele ballonoppervlak scheuren ontstaan, en dat dit met zo grote snelheid geschiedt dat de ontstane scherven de volle kracht ondervinden van het nog niet vereffende luchtdrukverschil. Deze beide kenmerken nu hangen samen met het bestaan van het trekspanningsgebied op de zo belangrijke plaats tussen front en conus. Wij stellen ons het proces nader als volgt voor. Indien door enige oorzaak een barst ontstaat in het randgebied, zal die door de aldaar heersende trekspanningen snel tot een kloof verwijd worden. Deze verwijding geschiedt voornamelijk in de richting van de spanning σ_2, doordat die over de gehele wanddikte positief is en bovendien aan het buitenoppervlak gewoonlijk groter dan de spanning σ_1. Daardoor wordt de barst tevens langer en vertakt zich tot in de aangrenzende delen, het front en de conus. De samenhang van de stukken — die aanvankelijk nog in elkaar grepen, zodat het vacuüm grotendeels bewaard bleef — gaat vervolgens verloren. De atmosferische druk brengt de ontstane scherven dan in binnenwaartse beweging. Ten gevolge van de aldus verkregen kinetische energie worden de scherven daarna, voor zover niet onderweg door botsing afgeremd, aan de overzijde naar buiten geworpen. Deze veronderstelling is door cinematografische registratie van het implosieproces bevestigd: de barsten blijken zich binnen enkele milliseconden over de gehele ballon uit te breiden, alvorens de uitwendige vorm verloren gaat en de ballon bezwijkt.

Voorkoming van de implosie

Uit het voorgaande ligt de gevolgtrekking voor de hand dat het mogelijk moet zijn de implosie te bedwingen door slechts het genoemde openbarsten in het trekspanningsgebied te verhinderen. Daartoe hebben wij de methode toegepast van een versterkende laag om het randgebied van de ballon, een bandage, die op deze plaats alle vormverandering en uitzetting van de omtrek tegengaat en aldus de verwijding van een barst begrenst en de voortplanting daarvan stuit (zie *fig. 3*). In normale toestand

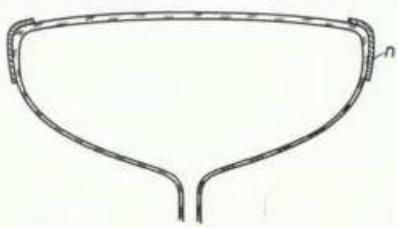


Fig. 3. Voorkoming van implosie door een versterkende bandage *n* om het trekspanningsgedeelte van de ballon.

is deze bandage spanningsloos, pas bij glasbreuk oefent zij krachten uit op de ballon. Inderdaad is deze methode doeltreffend gebleken.

De eisen die aan zulk een bandage gesteld moeten worden, zijn de volgende. Natuurlijk dient de treksterkte zo groot te zijn dat in geen geval bandagebreuk optreedt. Verder moet de rek ten gevolge van de kracht waaraan de bandage bij glasbreuk blootstaat, uiterst gering zijn: de verwijding van een in het glas onder de bandage ontstane barst is immers gelijk aan deze rek. Bij de materialen die hier in aanmerking komen, wordt in dat geval het elasticiteitsgebied niet overschreden. In dit gebied geldt voor de rek Δl van een stuk ter lengte l de wet van Hooke:

$$\Delta l = \frac{Kl}{ES}.$$

Hierin zijn E en S de elasticiteitsmodulus en de doorsnede van de bandage en K de op de bandage uitgeoefende trekkracht. Vergroting van het produkt ES zou Δl verkleinen, maar kan bezwaarlijk zijn, aangezien de doorsnede wordt begrensd door het streven naar kleine afmetingen en gering gewicht van de buis en een grote elasticiteitsmodulus een beperking betekent van de materiaalkeuze.

We bepalen ons eerst tot het gebeuren in de richting van de spanning σ_2, die de grootste is en over de gehele wanddikte positief. Bij een ballon met bandage leert de ervaring dat een in het randgebied ontstane barst loodrecht op σ_2 zich niet veel verder verlengt dan tot waar het trekspanningsgebied eindigt (in fig. 2 de punten b en b'). De kracht K is in dit geval de integraal van σ_2 over de oppervlakte van deze breuk, dus van de wand tussen b en b'. Ter illustratie diene dat deze kracht bij een 59-cm-buis ongeveer 400 kg bedraagt. Voor de lengte l zou men op het eerste gezicht geneigd zijn de gehele omtrek van de buisrand in te vullen, doch in werkelijkheid is l niet groter dan de afstand tussen twee aangrenzende hoekpunten (bij een 59-cm-buis maximaal 50 cm). Dit is als volgt in te zien. Stel dat een barst ontstaat zoals aangegeven in *fig. 4* en dat deze met de kracht K wordt opengetrokken. De vervormingskrachten in de bandage en de wrijvingskrachten tussen de bandage en het glas zijn in dit geval bij de hoekpunten *1* en *2* veel groter dan elders: daardoor wordt de kracht K grotendeels nabij deze punten aan de bandage overgedragen. De „lengte van aangrijping" l is dus globaal de afstand tussen *1* en *2*. Nu kan men deze lengte echter nog aanzienlijk verkleinen door een goede hechting tot stand te brengen tussen glas en bandage. Door hechting vindt de aangrijping

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

immers veel dichter bij de barst plaats. Aldus is het ons gelukt l tot ongeveer 2 cm te reduceren [2]).

Voor de sterkte in de richting van σ_1, waar immers buiging optreedt, wordt bovendien een eis gesteld aan de stijfheid van de bandage. Bij een barst loodrecht op σ_1 dient de bandage namelijk ook een buigingsvervorming van de ballon te beperken. De hechting tussen glas en bandage is ook hier een belangrijke positieve factor, daar zij het effect van deze stijfheid aanzienlijk verhoogt. De invloed van de stijfheid en de hechting in dit verband is moeilijk in getallen uit te drukken, doch bleek bij onze proeven onmiskenbaar.

Het totale effect van de bandage ter voorkoming van implosie is een combinatie van de drie genoemde factoren: het produkt ES, de hechting en de stijfheid. Men heeft nog een zekere vrijheid in het bepalen van het aandeel van elk dezer factoren. Zo zou men door vergroting van het produkt ES en de stijfheid de hechting zelfs kunnen weglaten.

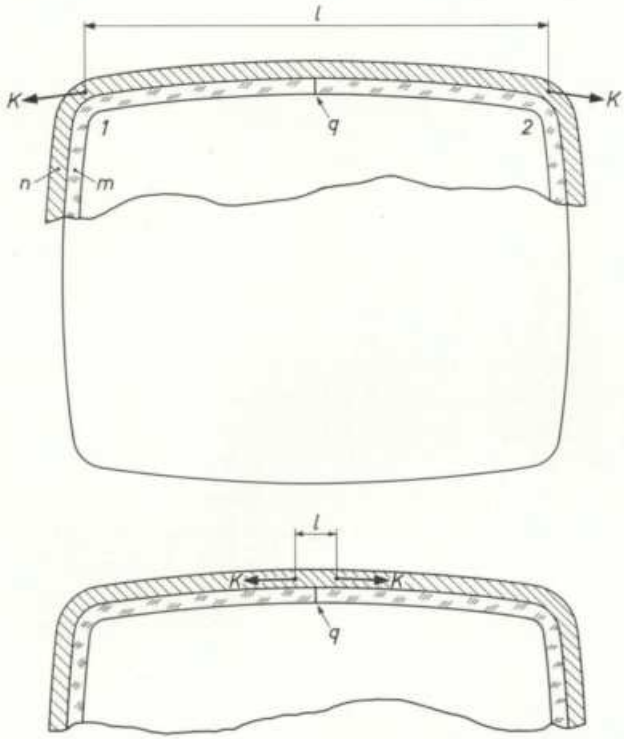


Fig. 4. Het randgedeelte van een ballon met bandage, in een doorsnede loodrecht op de buisas, ter illustratie van de invloed van hechting op de mate waarin de bandage n de verwijding van een barst q in het glas m begrenst, K is de totale kracht die op de bandage werkt wanneer de barst door de spanningen σ_2 wordt opengetrokken.
a) Zonder hechting tussen ballon en bandage wordt de kracht K grotendeels ter plaatse van de hoekpunten *1* en *2* aan de bandage overgedragen, ten gevolge van de aldaar optredende wrijvings- en vervormingskrachten.
b) Met hechting bedraagt de effectieve lengte van aangrijping l slechts enkele centimeters, zodat de barstverwijding, die gelijk is aan de rek van de bandage over de afstand l, aanzienlijk kleiner is.

[2]) In het geval van hechting geschiedt de aangrijping niet op twee min of meer discrete punten, maar continu. Een berekening, waarin onder andere de elasticiteitsmodulus van de hechtingslaag is opgenomen, heeft aangetoond dat de continue aangrijping hier equivalent is aan een fictieve aangrijping op twee discrete punten ongeveer 1 cm aan weerszijden van de barst.

In het bovenstaande hebben we het geval aangenomen van een barst die in het randgebied is ontstaan. De gevolgde redenering geldt echter evenzeer indien de barst elders ontstaat en van daar in dit gebied doordringt, terwijl het weinig verschil maakt of de feitelijke oorzaak een spontane dan wel een gewelddadige breuk is.

De constructie

Zoals we hebben gezien, moet de bandage worden aangebracht op het trekspanningsgebied nabij de rand. Een stuk hiervan, het trekspanningsgedeelte van het front, komt echter niet voor bedekking in aanmerking, daar anders het beeldvenster zou worden verkleind. De vraag was dus, in welke mate de rest van het gebied diende te worden versterkt. Hier moest ons het experiment te hulp komen.

Bij de eerste experimenten, in het begin van het jaar 1960, hebben wij als bandagemateriaal een met glasvezel gewapende polyesterhars [3]) gekozen, en wel om verschillende redenen. Ten eerste paart dit materiaal grote sterkte aan gering gewicht, voorts kan het met eenvoudige middelen in elke gewenste vorm op een ballon worden aangebracht en ten slotte kan men de mechanische eigenschappen van een hieruit vervaardigde versterkingslaag gemakkelijk plaatselijk variëren, namelijk door keuze van de laagdikte en het glasvezelgehalte. Als middel tot hechting van deze hars aan de ballon hebben we polyvinylacetaatlijm gebruikt. De wijze waarop de aldus versterkte buizen werden beproefd, wordt in het volgende hoofdstuk beschreven.

Inderdaad hebben wij ons doel volledig kunnen bereiken zonder bedekking van het frontgedeelte: het bleek voldoende te zijn de rand van een sterke dikke laag te voorzien en de gehele conus van een dunne laag (*fig. 5a*).

Voor fabricage in grote aantallen hebben wij in eerste instantie een methode toegepast waarbij voor de randversterking een tevoren gevormde glasvezelring is gebruikt. Hierbij werd de ballon met het front naar beneden in een mal geplaatst, die de rand met enige tussenruimte omgaf. Nadat de ring in de tussenruimte was geplaatst, werd deze ruimte verder opgevuld met polyesterhars. De bedekking van de

[3]) Wij hebben gebruik gemaakt van de ervaring die men met dit materiaal had opgedaan in het kunststoffenlaboratorium van Philips' Hoofdindustriegroep Aanverwante Bedrijven. De door ons toegepaste onverzadigde polyesterhars wordt met behulp van katalysators en versnellers gehard.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

conus geschiedde door daar een dunne laag glasweefsel op te leggen en deze met hars te bespuiten. Ten slotte werd nog een metalen band om de randbandage aangebracht voor het vastzetten van de oren waarmee de buis in de kast wordt bevestigd, wat ook bij de conventionele buizen geschiedt. De tisch een consequentie hebben voor het frontglas van de buis. Zoals men weet, is bij het kijken naar een televisiebeeld enige omgevingsverlichting gewenst. Een deel van dit licht van buiten zal echter ook op het fluorescentiescherm vallen en het beeldcontrast verkleinen, wat natuurlijk niet de bedoeling

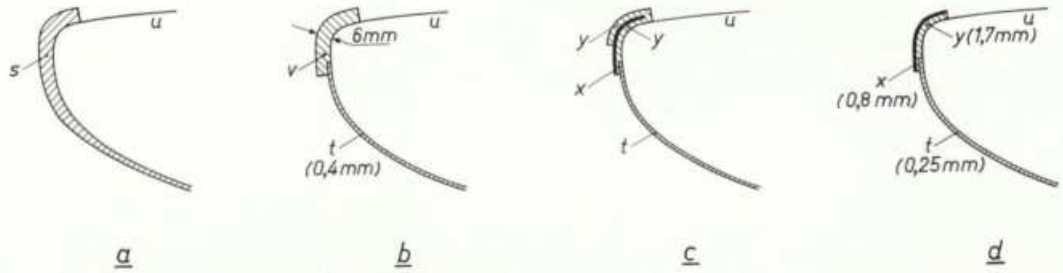


Fig. 5. Verschillende uitvoeringen van de bandage, in een gedeeltelijke doorsnede. Van de ballon is alleen de omtreklijn u weergegeven.
a) Experimentele uitvoering: polyesterhars gewapend met glasvezel, s.
b) Preformuitvoering: de bandage bestaat uit twee gedeelten. Het gedeelte v om de rand is van hars, gewapend met een tevoren gevormde glasvezelring. Het gedeelte t om de conus is van hars, gewapend met glasweefsel.
c) Latere uitvoering: om de rand een metalen band x, gebed in hars y; om de conus een versterking als bij (*b*).
d) Jongste uitvoering: om de rand een metalen band x, aan de binnenzijde opgevuld met hars y; om de conus weer een versterking als bij (*b*) en (*c*).

aldus ontstane, zogenaamde preformbuis is in fig. 5*b* weergegeven.

In een volgende stap vervingen wij de glasvezelring door een metalen band, die tevens de bevestigingsoren omvatte (fig. 5*c*). Hiermee werd nog in enkele opzichten een verbetering bereikt vergeleken met de preformbuis: de afmetingen waren kleiner, de rek was geringer, de uitwendige metalen band verviel en de fabricage was eenvoudiger.

De jongste uitvoering — volgens welke de buis inmiddels in massafabricage is genomen — is een variant van de laatstgenoemde, met nog kleinere afmetingen en geringer gewicht. Bij deze fungeert de metalen band zelf als gietmal en vormt dus ter plaatse van de ballonrand blijvend de buitenzijde van de bandage. Slechts de kleine ruimte tussen rand en band wordt met hars gevuld. De conus wordt weer bedekt met de combinatie hars-glasweefsel (fig. 5*d*). Het gewicht van deze buis is ongeveer 20% minder dan van de conventionele buis inclusief haar bevestigingsmateriaal en beschermingsruit; bij een 59-cm-buis betekent dit een vermindering met 3,4 kg. Uit een globale berekening voor het geval van een barst loodrecht op σ_2 bij een 59-cm-buis in deze uitvoering blijkt dat deze barst zich tot slechts ongeveer 0,01 mm verwijdt.

De experimentele uitvoering, de preformuitvoering en de jongste uitvoering zijn afgebeeld in *fig. 6, 7* en *8*.

Het weglaten van de beschermingsruit kan opis. Om dit effect te beperken, brengt men meestal voor het scherm een grijs absorptiefilter aan. Weliswaar wordt daardoor ook het licht gedempt dat het scherm zelf emitteert, maar het licht van buiten moet het filter twee maal passeren (voor en na de reflexie op het scherm) en wordt dus sterker gedempt. Deze absorptie kan plaats vinden òf in de beschermingsruit, òf in het frontglas, òf in beide. Aangezien de absorberende stof homogeen in het glas wordt opgenomen, vergt een over de oppervlakte gelijkmatige filterwerking ook een gelijkmatige dikte van het glas. Bij de implosievaste buis geschiedt de absorptie geheel in het frontglas. De dikte van dit glas mag derhalve in het midden niet veel afwijken van die nabij de rand.

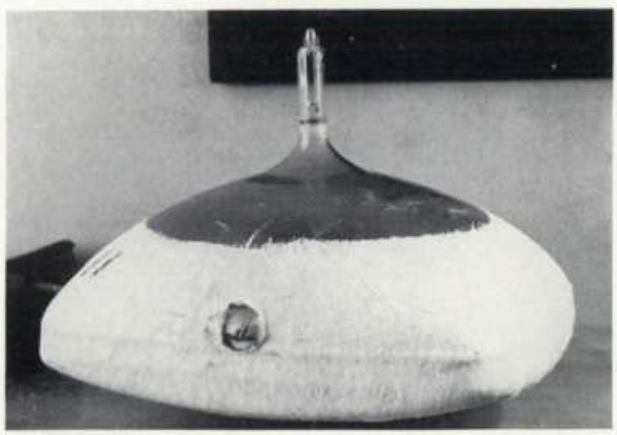


Fig. 6. Ballon met experimentele bandage van polyesterhars gewapend met glasvezel.

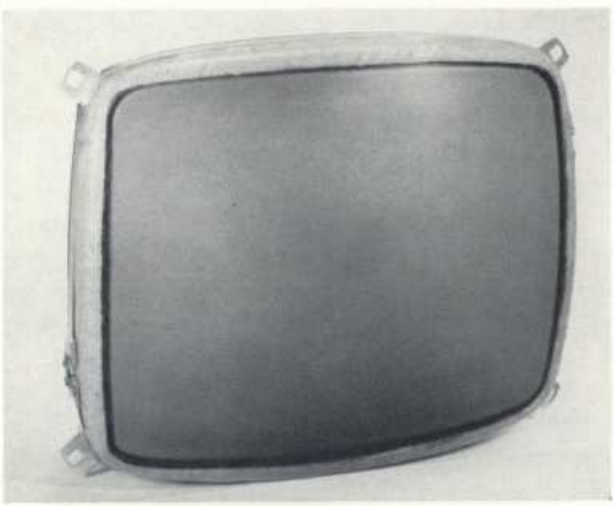
Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De beproeving

Bij het onderzoek zijn de versterkte ballons op verscheidene manieren beproefd: door nagebootste spontane breuk, uitwendig geweld en vuur; dit alles herhaald na een kunstmatige veroudering. Het was de bedoeling te onderzoeken of de verkregen beveiliging onder alle denkbare omstandigheden het weglaten van de beschermingsruit rechtvaardigde en of zij inderdaad ook effectief was voor de onderhoudstechnicus en de fabrikant van het apparaat. Vele duizenden buizen werden aan dit onderzoek onderworpen. De resultaten die wij hieronder vermelden, hebben betrekking op de jongste uitvoering.

Voor een nabootsing van het spontane proces hebben wij met een zo gering mogelijke energie kleine barsten teweeggebracht in het trekspanningsgebied. Hiertoe hebben wij twee methodes gebezigd. Volgens de eerste wordt in het glas een klein blind gat geboord, in dit gat een conische pen geplaatst en op deze pen een lichte hamerslag gegeven (zie *fig. 9*). Volgens de tweede methode wordt ergens in het glasoppervlak door krassen een beschadiging teweeggebracht en deze plaats vervol-



a

b

Fig. 7. Preformbuis.
a) Voorzijde. De rand is omgeven door polyesterhars met als wapening een tevoren gevormde glasvezelring. De bevestigingsoren worden gefixeerd door de naderhand aangebrachte metalen band.
b) Achterzijde. De conusbandage, hars gewapend met glasweefsel, is grotendeels onzichtbaar ten gevolge van de gebruikelijke uitwendige grafietlaag, die samen met een geleidende laag aan de binnenzijde van de conus de condensator vormt voor de afvlakking van de hoogspanning.

Fig. 8. De implosievaste buis zoals die nu in massafabricage is genomen. Om de rand een met hars opgevulde metalen band; om de conus, onder de grafietlaag, hars gewapend met glasweefsel.

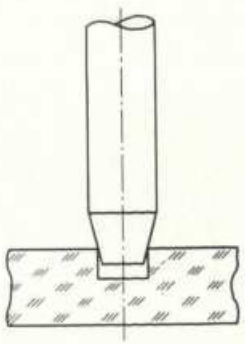


Fig. 9. Nabootsing van het spontane breukproces, door met geringe energie plaatselijk kleine barsten in het trekspanningsgebied teweeg te brengen. Bij de hier weergegeven beproevingsmethode geschiedt dit door een lichte hamerslag op een conische pen, geplaatst in een blind gat dat in het glas is geboord.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

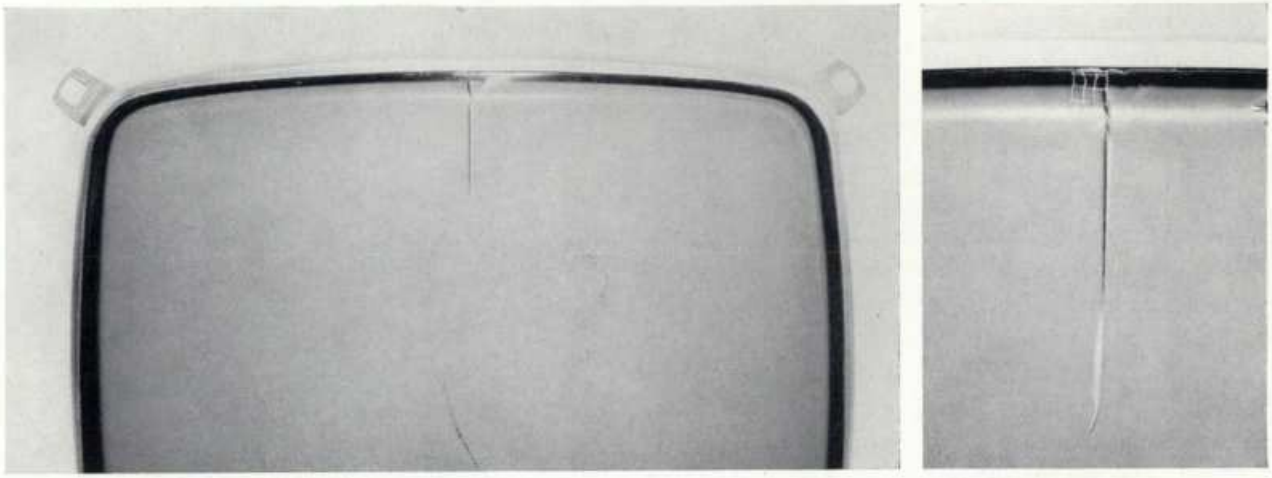


Fig. 10. De nieuwe buis met een „spontane" barst, nagebootst door in het randglas enige (in de detailfoto rechts duidelijk zichtbare) krasjes aan te brengen en deze plaats snel af te koelen door begieten met vloeibare stikstof. Het breukvlak is meestal enigszins getordeerd. De ontstane opening is zo gering dat het ongeveer vijftien minuten duurt eer de luchtdruk binnen de ballon tot een halve atmosfeer gestegen is.

gens snel afgekoeld met vloeibare stikstof: de hierdoor veroorzaakte thermische spanningen verdiepen de krassen tot barsten. Bij toepassing op plaatsen die onder de bandage liggen, moet daarvan uiteraard eerst een klein stuk worden weggenomen.

Op welke plaats men dit ook uitvoert, er ontstaat geen implosie, de barsten blijven gering in grootte en aantal en de samenhang in de ballon blijft behouden. *Fig. 10* toont een kenmerkend resultaat: slechts één barst, loodrecht op de spanningen σ_2.

Bij weglating van de beschermingsruit loopt men natuurlijk de kans op een directe stoot tegen het front door een zwaar voorwerp. Tegen stoten van huishoudelijke voorwerpen (handveger, bezem, stofzuiger, tafel), zoals die in de praktijk zouden kunnen voorkomen, blijkt het dikke frontglas volkomen bestand te zijn. Bij een hogere stootenergie, zoals door het slaan met een hamer en het werpen van een fles of een stalen bol (wat in de huiskamer minder vaak zal voorkomen), gelukt het wel het glas te beschadigen, maar niet de ballon tot implosie te brengen. Er ontstaan eventueel barsten en perforaties in het front, maar de samenhang blijft bewaard. Wel worden in sommige gevallen glassplinters van 0,1 à 1 gram tot op een meter van de buis weggeslingerd, maar dat is inherent aan het normale breken van glazen voorwerpen en kan niet worden toegeschreven aan enig implosief effect. Voor een beter reproduceerbare beproeving hebben wij een slingermethode toegepast, die reeds lang wordt gebruikt voor de beschermingsruiten van televisieapparaten. Hierbij wordt een aan een slinger bevestigde stalen bol van een bepaalde hoogte losgelaten, zodanig dat hij het glas op een gewenste plaats met een gedoseerde stootenergie treft. *Fig. 11* toont een op deze wijze ontstane frontperforatie. Het feit dat zelfs bij barsten over het gehele front, ontstaan door zware mishandeling, de samenhang van het gescheurde glas bewaard blijft, is te verklaren uit de bolle vorm van dit front, de aanwezigheid van de bandage die een uitzetting van de rand belet en de omstandigheid dat het breukvlak steeds enige torsie vertoont, waardoor de gebroken delen in elkaar grijpen („interlocking"). Daardoor blijven de delen onder invloed van de

Fig. 11. Beproeving van de nieuwe buis door een slag van een zware stalen bol op het trekspanningsgedeelte van de ballon. Het resultaat is slechts een klein gat en enkele barsten in het frontglas. Het weglaten van de beschermingsruit blijkt dus volkomen verantwoord. De snel binnenstromende lucht heeft inwendig een deel van de fluorescerende laag weggeblazen, wat op de foto duidelijk zichtbaar is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

atmosferische druk tijdens het breukproces op hun plaats.

Ook het effect van geweld aan de achterzijde van de ballon is onderzocht. Een forse hamerslag op de conus of de hals doet het glas ter plaatse wel breken, maar veroorzaakt geen implosie. Verder beproefden wij wat geschiedt indien door geweld of spontane breuk de hals met het elektrodensysteem losraakt en door de atmosferische druk naar binnen wordt geworpen. Dit bewerkstelligden wij door een slag op een concentrisch om de hals geplaatste stalen pijp. Het resultaat: oppervlakkige beschadiging aan de binnenzijde van het front, hoogstens enkele barsten daarin, doch zelfs geen uittreden van glassplinters.

Ten slotte werden de buizen beproefd op verhitting gevolgd door plotselinge afkoeling. Dit voor het wel zeer uitzonderlijke geval dat het apparaat zich in een brandend vertrek bevindt en de brand met water wordt geblust. Daartoe hebben wij een apparaat met benzine in brand gestoken en enige tijd later dit vuur met water gedoofd. Het resultaat: wéér geen implosie, slechts barsten in de ballon.

De conclusie van deze uitgebreide beproeving was dat de implosie inderdaad bedwongen is, zelfs bij verregaand abnormale behandeling van de buis, zodat het weglaten van de beschermingsruit ten volle gewettigd is en alle in uitzicht gestelde voordelen bereikt zijn. Het laat zich aanzien dat men bij de uitbuiting van deze voordelen ook tot geheel nieuwe ontwerpen van de kast zal komen: ten gevolge van de zeer grote sterkte van de buis, de vereenvoudigde montage in het apparaat met bevestigingsoren die reeds deel uitmaken van de buis, het vervallen van de ruit, de gewichtsvermindering en de gunstige zwaartepuntsverschuiving is het immers mogelijk de kast kleiner, ondieper en lichter van constructie te maken en zelfs het buisfront aan de voorzijde te doen uitsteken.

Samenvatting. Bij conventionele buizen is in uiterst zeldzame omstandigheden implosie mogelijk; daarom monteert men gewoonlijk vóór de buis een beschermingsruit. Het beschreven onderzoek was gericht op voorkoming van dit imploderen. De implosiemogelijkheid blijkt toegeschreven te moeten worden aan trekspanningen die de atmosferische druk veroorzaakt in de ballonrand, het gebied tussen front en conus. Het gestelde doel wordt bereikt door een „bandage" om deze rand. Deze bandage, normaal spanningsloos, begrenst eenmaal ontstane barsten, belemmert de rand uit te zetten en bewaart aldus bij glasbreuk de samenhang in de ballon. Bij een inmiddels in massafabricage genomen uitvoering bestaat de bandage uit een metalen band en polyesterhars. Beproeving toont aan dat de toegepaste methode doeltreffend is. De voornaamste voordelen: de beschermingsruit vervalt, de montage in de kast is vereenvoudigd, het gewicht en de afmetingen van het televisieapparaat worden kleiner en voor het kastontwerp ontstaan nieuwe mogelijkheden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES VAN MEDEWERKERS VAN PHILIPS' LABORATORIA EN FABRIEKEN

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvraag overdrukken

3148: P. A. van Zwieten en H. O. Huisman: Synthesis and physiological properties of some heterocyclic-aromatic sulphides and sulphones, II. Synthesis of some aryl-pyrimidyl, aryl-thiazolyl and aryl-thienyl sulphides (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **81,** 554-564, 1962, no. 6).

3149: J. Cornelissen, H. W. J. H. Meyer, A. M. Kruithof en H. C. Hamaker: The mechanical behavior of pristine glass rods (Advances in glass technology, blz. 488-510, Plenum Press, New York 1962).

3150: J. H. Haanstra en C. Haas: Infrared spectrum of an acceptor in ZnTe (Physics Letters, Amsterdam, **2,** 21-22, 1962, no. 1).

3151: J. F. Marchand: A new type of parallel cryotron (Physics Letters, Amsterdam, **2,** 57-58, 1962, no. 2).

3152: T. J. Viersma: Designing load-compensated fast-response hydraulic servos (Control Engng. **9,** no. 5, 111-114, 1962).

3153: K. Compaan en H. Zijlstra: Effective-field approach to the problem of interacting polarized particles (Phys. Rev. **126,** 1722-1723, 1962, no. 5).

3154: L. A. Æ. Sluyterman: Photo-oxidation, sensitized by proflavine, of a number of protein constituents (Biochim. biophys. Acta **60,** 557-561, 1962, no. 3).

3155: C. A. van Sluis en J. H. Stuy: On the inactivation of transforming deoxyribonucleic acid by heat (Biochem. biophys. Res. Comm. **7,** 213-219, 1962, no. 3).

3156: J. F. Marchand en J. Volger: Radiation-induced transport of magnetic flux along a superconducting sheet (Physics Letters, Amsterdam, **2,** 118-119, 1962, no. 3).

3157: G. Blasse en E. W. Gorter: Some magnetic properties of spinels with compositions $NiFe_{2-x}V_xO_4$ (J. Phys. Soc. Japan **17,** suppl. B-I, 176-180, 1962).

3158: J. Smit, F. K. Lotgering en R. P. van Stapele: Anisotropy of ferrous ions in spinels (J. Phys. Soc. Japan **17,** suppl. B-I, 268-272, 1962).

3159: P. A. van Zwieten, M. Gerstenfeld en H. O. Huisman: Synthesis and physiological properties of some heterocyclic-aromatic sulphides and sulphones, III. Synthesis of some heterocyclic-aromatic sulphones (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **81,** 604-615, 1962, no. 7).

3160: P. A. van Zwieten, J. Meltzer en H. O. Huisman: Synthesis and physiological properties of some heterocyclic-aromatic sulphides and sulphones, IV. Biological investigations (Rec. Trav. chim. Pays-Bas **81,** 616-623, 1962, no. 7).

3161: A. H. Gomes de Mesquita: On the structure of triphenylmethyl perchlorate. A crystallographic investigation (dissertatie G.U. Amsterdam, sept. 1962).

3162: D. A. Schreuder: Aufgehellte Fahrbahndecken und lichttechnische Probleme (Asphalt- und Teerstrassen, Heft 16, 144-153, Kirschbaum, Bad Godesberg 1962).

3163: A. T. Vink en C. Z. van Doorn: Complex fine-structure of GaP photoluminescence at 4.2 °K (Physics Letters, Amsterdam, **1,** 332-333, 1962, no. 8).

3164: J. Dieleman, R. S. Title en W. V. Smith: Paramagnetic resonance studies of Cr^+ in cubic and hexagonal ZnS (Physics Letters, Amsterdam, **1,** 334-335, 1962, no. 8).

3165: C. W. Berghout: Phase equilibria in superconducting niobium-zirconium alloys (Physics Letters, Amsterdam, **1,** 292-295, 1962, no. 7).

3166: S. van Houten: Preparation of single crystals of cadmium oxide (Nature **195,** 484-485, 1962, no. 4840).

3167: S. van Houten: Magnetic interaction in EuS, EuSe, and EuTe (Physics Letters, Amsterdam, **2,** 215-216, 1962, no. 5).

3168: J. Volger en P. S. Admiraal: A dynamo for generating a persistent current in a superconducting circuit (Physics Letters, Amsterdam, **2,** 257-259, 1962, no. 5).
Zie ook Philips techn. T. **25,** 16-19, 1963 (no. 1).

3169*: J. D. Fast: Entropy. The significance of the concept of entropy and its applications in science and technology (Philips' Technische Bibliotheek, XII + 313 blz., 69 fig., Eindhoven 1962).

3170*: N. V. Franssen: Stereofonica (Philips' Technische Bibliotheek, VIII + 91 blz., 64 fig., Eindhoven 1962).

3171: A. Schmitz: Nomograph for the preparation of germanium tunnel diodes (Solid-state electronics **5,** 354-357, sept.-okt. 1962).

3172: C. Kooy: Anisotropic exaggerated grain growth and sintering in $MnFe_2O_4$ and $Y_3Fe_5O_{12}$ (Science of ceramics, Proc. Conf. Oxford 1961, deel 1, blz. 21-34, Academic Press, Londen 1962).

3173: G. H. Jonker en W. Noorlander: Grain size of sintered barium titanate (als **3172,** blz. 255-264).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

3174: O. Drexler en B. R. Schat: Development of ceramic materials with a dielectric constant of 10 000 at room temperature (als **3172,** blz. 239-254).

3175: J. Hornstra: On the type of point defects formed after crossing of dislocations (Acta metallurgica **10,** 987-988, 1962, no. 10).

3176: C. Wansdronk: On the mechanism of hearing (dissertatie Leiden, nov. 1961).

3177: H. M. Jongerius: Measurements of optical excitation functions of the mercury atom (excitation by electrons) (dissertatie Utrecht, dec. 1961).

3178: H. L. Spier: Influence of chemical additions on the reduction of tungsten oxides (dissertatie Eindhoven, nov. 1961).

3179: C. Z. van Doorn: Colour centres in potassium chloride (dissertatie Utrecht, juni 1962).

3180: H. Elings: Experiences with 5-amino-3-phenyl-1-bis(dimethylamido) phosphoryl-1,2,4-triazole, a new fungicide controlling powdery mildew (Proc. Brit. Insecticide and Fungicide Conf. 1961, deel 2, blz. 451-459, 1962).

3181: A. J. Pieters: Triphenyl tin hydroxide, a fungicide for the control of Phytophthora infestans on potatoes, and some other fungus diseases (als **3180,** blz. 461-470).

3182: J. Meltzer en K. F. Jacobs: 2,4,5,4′-tetrachloro-diphenyl sulphide, an acaricide with ovo-larvicidal properties (als **3180,** blz. 499-505).

3183: P. A. H. Hart: Partition effects in transverse electron beam waves (J. appl. Phys. **33,** 2401-2408, 1962, no. 8).

3184: J. A. W. van Laar: The durability of paint coatings (Corrosion prevention & control **8,** no. 12, 32-42, 1961; **9,** no. 1, 35-42, 1962; **9,** no. 3, 57-60, 1962; **9,** no. 7, 31-32, 1962).

3185: J. E. Cook en W. J. Oosterkamp: Protection against radiation injury (Internat. Tables for X-ray Crystall., deel III, blz. 331-338, Kynoch Press, Birmingham 1962).

3186: W. Elenbaas: Dissipation calorifique par convection libre sur la surface interne de tubes verticaux (Journées internat. Transm. Chaleur, Parijs 1961, deel I, blz. 379-384, uitg. Inst. Français Combust. Energie, Parijs 1962).

3187: H. J. G. Meyer: On the low temperature limit of mm-wave cyclotron resonance line widths (Physics Letters, Amsterdam, **2,** 259-260, 1962, no. 5).

3188: J. J. van Loef en W. van Dingenen: The influence of hydrogen on the magnetic scattering of neutrons by a nickel-palladium alloy (Physica **28,** 917-918, 1962, no. 9).

3189: A. Venema: Processes limiting the ultimate pressure in ultra high vacuum systems (1961 Trans. 8th Nat. Vacuum Symp. + 2nd Int. Congress on Vacuum Sci. and Technol., Washington D.C., deel 1, blz. 1-7, Pergamon Press, Oxford 1962).

3190: A. van Oostrom: A Bayard-Alpert type ionization gauge with a low X-ray limit (als **3189,** blz. 443-450).

3191: B. D. H. Tellegen: Magnetic-dipole models (Amer. J. Phys. **30,** 650-652, 1962, no. 9).

3192: J. H. Aalberts en M. L. Verheijke: The solid solubility of nickel in silicon determined by neutron activation analysis (Appl. Phys. Letters **1,** 19-20, 1962, no. 1).

3193: F. de Jager en P. J. van Gerwen: CO-modulation, a new method for high-speed data transmission (IRE Trans. on information theory **IT-8,** S 285 - S 290, 1962, no. 5).

3194: H. J. Vink: Wechselwirkungen zwischen Störstellen in Halbleitern (Festkörperprobleme I, blz. 1-19, Vieweg, Brunswijk 1962).

3195: J. Dieleman: Influence of solvent-shared association on the electronic spectra of aromatic hydrocarbon negative ions (dissertatie V.U. Amsterdam, dec. 1962).

3196: J. W. L. Köhler en J. R. van Geuns: A small liquid-oxygen generator using the gas-refrigerating machine (Annexe 1961-5 au Bull. Inst. Int. Froid, blz. 65-70).

3197: W. F. Druyvesteyn en D. J. van Ooijen: Influence of cold-rolling at 78 °K on the superconducting transition of lead (Physics Letters, Amsterdam, **2,** 328-329, 1962, no. 7).

3198: W. van Gool en G. Diemer: Association of centers in zinc sulphide (Kallman and Spruch, Luminescence of organic and inorganic materials, blz. 391-401, Wiley, New York 1962).

3199: A. Bril: Absolute efficiencies of phosphors with ultraviolet and cathode-ray excitation (als **3198,** blz. 479-493).

3200: H. G. van Bueren, J. Haisma en H. de Lang: A small and stable continuous gas laser (Physics Letters, Amsterdam, **2,** 340-341, 1962, no. 7).
Zie ook Philips techn. T. **24,** 217-219, 1962 (no. 7).

R 459: J. Hasker en H. Groendijk: Measurement and calculation of the figure of merit of a cathode-ray tube (Philips Res. Repts. **17,** 401-418, 1962, no. 5).

R 460: J. A. W. van der Does de Bye: Transient recombination in silicon carbide (Philips Res. Repts. **17,** 419-430, 1962, no. 5).

R 461: L. J. van de Polder: Simple representation of the behaviour of a diode in converter circuits (Philips Res. Repts. **17,** 431-450, 1962, no. 5).

R 462: U. Enz, J. F. Fast, S. van Houten en J. Smit: Magnetism of EuS, EuSe and EuTe (Philips Res. Repts. **17,** 451-463, 1962, no. 5).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

R 463: B. Okkerse: Anomalous transmission of X-rays in germanium. Part I: The imaginary part of the atomic scattering factor (Philips Res. Repts. **17,** 464-478, 1962, no. 5)

R 464: F. van der Maesen, C. A. A. J. Greebe en H. J. C. A. Nunnink: Steady-state injections in semiconductors (Philips Res. Repts. **17,** 479-512, 1962, no. 5).

R 465: R. Bleekrode, J. Dieleman en H. J. Vegter: Electron-spin resonance of Fe in GaAs (Philips Res. Repts. **17,** 513-517, 1962, no. 5).

R 466: A. J. W. Duijvestijn: Electronic computation of squared rectangles (Philips Res. Repts. **17,** 523-613, 1962, no. 6).
Dissertatie Eindhoven, 1962.

R 467: J. H. N. van Vucht: Equilibrium pressures in the system Th_2Al-hydrogen (Philips Res. Repts. **18,** 1-20, 1963, no. 1).

R 468: J. H. N. van Vucht: X-ray diffraction of Th_2Al containing hydrogen (Philips Res. Repts. **18,** 21-34, 1963, no. 1).

R 469: J. H. N. van Vucht: Neutron diffraction and proton magnetic resonance of deuterium and hydrogen solutions in Th_2Al (Philips Res. Repts. **18,** 35-52, 1963, no. 1).

R 470: J. H. N. van Vucht: The problem of order or disorder of hydrogen in $Th_8Al_4H_8$ (Philips Res. Repts. **18,** 53-60, 1963, no. 1).

R 471: H. de Lang: Ferromagnetic domain structure as a microscopic object (Philips Res. Repts. **18,** 61-64, 1963, no. 1).

R 472: C. A. A. J. Greebe en F. van der Maesen: Graphical approach to small injections in semiconductors (Philips Res. Repts. **18,** 65-70, 1963, no. 1).

R 473: J. J. van Loef: Influence of hydrogen on electric and magnetic properties of a nickel-palladium alloy (Philips Res. Repts. **18,** 71-74, 1963, no. 1).

R 474: W. Steinmaier: Thermodynamical approach to the growth rate of epitaxial silicon from $SiCl_4$ (Philips Res. Repts. **18,** 75-81, 1963, no. 1).

R 475: B. Okkerse en P. Penning: Anomalous transmission of X-rays in germanium. Part II: Effects due to elastic deformation (Philips Res. Repts. **18,** 82-94, 1963, no. 1). Vervolg van **R 463.**

A 60: A. Klopfer: An ionization gauge for measurement of ultra-high vacua (als **3189,** blz. 439-442).

A 61: R. Groth, E. Kauer en P. C. van der Linden: Optische Effekte freier Träger in SnO_2-Schichten (Z. Naturf. **17a,** 789-793, 1962, no. 9).

A 62: H. G. Reik: Theoretische Untersuchungen zum Problem der heissen Elektronen in Halbleitern (Festkörperprobleme I, blz. 89-121, Vieweg, Brunswijk 1962).
Zie ook **H 26.**

A 63: H. G. Grimmeiss en R. Memming: Origins of the photovoltaic effect in vapor-deposited CdS layers (J. appl. Phys. **33,** 3596-3597, 1962, no. 12).

A 64: H. Hörster en E. Kauer: Untersuchung der Kinetik von Gas-Feststoff-Reaktionen mittels elektrischer Messungen (Z. Elektrochemie, Ber. Bunsenges. physik. Chemie **66,** 667-671, 1962, no. 8/9).

A 65: N. Hansen: Chemisorption und Widerstandsänderungen an aufgedampften Zirkoniumfilmen (Z. Elektrochemie, Ber. Bunsenges. physik. Chemie **66,** 726-731, 1962, no. 8/9).

A 66: A. Rabenau: Siliziumnitrid, ein keramisches Material für hohe Temperaturen (Ber. Dtsch. Keram. Ges. **40,** 6-12, 1963, no. 1).

A 67: E. Andrich en T. van der Sterre: Aufbau und Eigenschaften von PTC-Widerständen (Elektron. Rdsch. **17,** 63-64, 1963, no. 2).

A 68: E. Schwartz: Die Änderung der Leistung in gestörten linearen Gleichstromnetzwerken (Arch. elektr. Übertr. **17,** 198-202, 1963, no. 4).

A 69: P. Gerthsen: Ein neues Verfahren zur Kristallzüchtung von hochschmelzenden Stoffen (Z. angew. Phys. **15,** 301-307, 1963, no. 4).

A 70: G. Schiefer: Kleine Ferritantennen für Meterwellen (Arch. elektr. Übertr. **17,** 289-294, 1963, no. 6).
Zie ook Philips techn. T. **24,** 324-328, 1962 (no. 10).

A 71: P. Gerthsen en K. H. Härdtl: Eine Methode zum direkten Nachweis von Leitfähigkeitsinhomogenitäten an Korngrenzen (Z. Naturf. **18a,** 423-424, 1963, no. 3).

H 24: H. Severin: Spinwellen und Spinresonanzen in ferrimagnetischen Oxyden (Festkörperprobleme I, blz. 260-273, Vieweg, Brunswijk 1962).

H 25: H.-U. Harten en R. Memming: Potential distribution at the germanium electrolyte interface (Physics Letters, Amsterdam, **3,** 95-96, 1962, no. 2).

H 26: K. J. Schmidt-Tiedemann: Experimentelle Untersuchungen zum Problem der heissen Elektronen in Halbleitern (Festkörperprobleme I, blz. 122-174, Vieweg, Brunswijk 1962).
Zie ook **A 62.**

H 27: K. J. Schmidt-Tiedemann: Birefringence by free carriers in semiconductors (Rep. int. Conf. on the physics of semiconductors, Exeter 1962, blz. 191-196, uitg. Inst. Phys./Phys. Soc., Londen 1962).

H 28: D. Gossel: Multivibratorschaltungen mit Transistoren für extrem grosse kontinuierlich steuerbare Frequenzvariation (Nachrichtentechn. Z. **15,** 511-525, 1962, no. 10).

H 29: H. Severin: Ferrite, chemische Zusammensetzung, Kristallstruktur und Herstellungsverfahren (Sprechsaal für Keramik - Glas - Email **95,** 683-688, 1962, no. 24).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!